



Caractérisation des différentes options du trajectographe du détecteur OPERA

Guillaume Moret

► To cite this version:

Guillaume Moret. Caractérisation des différentes options du trajectographe du détecteur OPERA. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. Français. NNT : . tel-00001799

HAL Id: tel-00001799

<https://theses.hal.science/tel-00001799>

Submitted on 9 Oct 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Table des matières

Résumé	1
Introduction	5
1 Aspects théoriques des neutrinos	7
1.1 Aspects historiques	7
1.1.1 La génèse du neutrino	7
1.1.2 Les grandes dates des neutrinos	8
1.2 Les neutrinos dans le Modèle Standard	8
1.2.1 Qu'est ce que le Modèle Standard ?	9
1.2.2 Nombre de neutrinos et propriétés	10
1.2.3 Lagrangiens d'interaction	12
1.2.4 Interactions des neutrinos avec la matière	13
1.3 Génération de masse et extension du Modèle Standard	16
1.3.1 Prélude mathématique	16
1.3.2 Les termes de masse	17
1.4 Formalisme des oscillations des neutrinos	19
1.4.1 Matrice de mélange	19
1.4.2 Forme approchée de la matrice de masse	21
1.4.3 Probabilité d'oscillation	21
1.4.4 Restriction au cas de deux saveurs	22
1.4.5 Analyse de l'oscillation à trois saveurs	23
1.4.6 Oscillation des neutrinos dans la matière	24
1.4.7 Violation de CP et effet de matière	26
2 Etat des lieux expérimental	31
2.1 Les différentes sources de neutrinos	31
2.2 Les neutrinos solaires	31
2.2.1 Mécanisme de production des neutrinos solaires	32
2.2.2 Le problème des neutrinos solaires	33
2.2.3 SNO et une explication de l'énigme des neutrinos solaires	34
2.3 Les neutrinos atmosphériques	36
2.3.1 Mode de création des neutrinos atmosphériques	36
2.3.2 Les premières expériences de neutrinos atmosphériques	37
2.3.3 L'expérience Super-Kamiokande	38
2.4 Les expériences utilisant des sources artificielles de neutrinos	40
2.4.1 Les neutrinos auprès des centrales nucléaires	40

2.4.2	Les neutrinos auprès des accélérateurs à courtes distances	42
2.4.3	Les neutrinos auprès des accélérateurs à longues distances	44
2.4.4	Les usines de neutrinos	48
2.5	Bilan des expériences actuelles	49
2.6	Les mesures directes de masse	49
2.6.1	Mesure de la masse du ν_e	50
2.6.2	Mesure de la masse du ν_μ	50
2.6.3	Mesure de la masse du ν_τ	51
2.6.4	Compatibilité des limites sur les masses avec les contraintes cosmologiques	51
3	Les caractéristiques du faisceau CNGS	55
3.1	Le faisceau CNGS	55
3.2	Comment fabriquer un faisceau de neutrinos ?	56
3.2.1	Le faisceau de protons primaires et la cible	56
3.2.2	Le faisceau secondaire et le tunnel de désintégration	58
3.2.3	Le stoppeur de hadrons et le détecteur de muons	59
3.2.4	Erreurs possibles sur l'alignement	59
3.3	Les caractéristiques du faisceau	60
3.3.1	Largeur et énergie du faisceau	61
3.3.2	Conditions pour optimiser l'apparition des ν_τ	61
3.3.3	Composition du faisceau en autres saveurs	63
3.3.4	Nombre d'événements ν_τ attendu	63
4	Le détecteur OPERA	69
4.1	Le laboratoire souterrain du Gran-Sasso	69
4.2	Description générale du détecteur OPERA	69
4.3	La cible et le trajectographe	70
4.3.1	Les murs de briques	70
4.3.2	Le trajectographe	74
4.4	Le spectromètre à muons	80
4.4.1	L'aimant et le trajectographe interne	81
4.4.2	Les tubes à dérive	82
4.5	Le veto	82
4.6	Structure générale et support	83
4.7	Extraction des émulsions et scanning	84
5	Caractérisation de la HPD et de son électronique de lecture	89
5.1	Généralités sur la HPD et l'électronique dans OPERA	89
5.1.1	HPD	89
5.1.2	Electronique	91
5.2	Les caractéristiques du VA-TA	92
5.2.1	Les caractéristiques du VA	93
5.2.2	Les caractéristiques du TA	95
5.3	Les caractéristiques de la HPD	97
5.3.1	Caractéristiques techniques de la HPD	98
5.3.2	Efficacité quantique	98

5.3.3	Résolution	98
5.3.4	Linéarité	100
5.3.5	Uniformité	102
5.3.6	Diaphonie	102
5.3.7	Courant d'obscurité	104
5.3.8	Avantages et inconvénients de la HPD	104
5.4	Acquisition par Ethernet	104
6	Détermination des paramètres des options du trajectographe	109
6.1	Les scintillateurs et les fibres WLS	109
6.1.1	Principe de fonctionnement du scintillateur	109
6.1.2	Les fibres WLS	110
6.1.3	Les deux scintillateurs proposés pour OPERA	112
6.2	Les sources de particules utilisées	112
6.2.1	Les rayons cosmiques	112
6.2.2	Tests sur faisceau	112
6.3	Tests des scintillateurs plastiques	113
6.3.1	Description du montage	113
6.3.2	Détermination du nombre de photoélectrons	114
6.3.3	Etude de la diaphonie sur faisceau	116
6.3.4	Bilan des tests sur faisceau du scintillateur plastique	116
6.4	Tests des scintillateurs liquides	117
6.4.1	Description du montage	117
6.4.2	Mesure de la longueur d'atténuation	117
6.4.3	Tests sur faisceau du scintillateur liquide	118
6.4.4	Bilan des tests du scintillateur liquide	119
6.5	Comparaison des performances des scintillateurs liquides et des scintillateurs plastiques	120
6.6	Et les RPC	120
7	Simulation du détecteur dans les trois configurations proposées pour le trajectographe	127
7.1	Les outils de la simulation	127
7.1.1	Générateur d'événements	127
7.1.2	Simulation du détecteur : AIDA	128
7.1.3	La reconstruction : ADORE	129
7.1.4	La simulation du futur	129
7.1.5	Résultats de la simulation	130
7.2	Les particules diffusées vers l'arrière	130
7.3	Localisation du mur du vertex	132
7.3.1	Description du réseau de neurones utilisé	132
7.3.2	Entraînement du réseau de neurones	134
7.3.3	Efficacités de localisation du mur du vertex de l'interaction	135
7.4	Résolution dans les directions transverses au faisceau	136
7.4.1	Localisation par méthode barycentrique	136
7.4.2	Utilisation de la trace du muon	139
7.5	Résumé et efficacités globales	140

8	Choix du trajectographe et performances associées	145
8.1	Comment choisir un trajectographe parmi trois propositions?	145
8.1.1	Rappel des trois trajectographes en compétition	145
8.1.2	Et maintenant il faut faire un choix ...	146
8.2	Les performances d'OPERA	147
8.2.1	Nombre d'événements attendus	147
8.2.2	Zone accessible à OPERA	148
9	Séparation des événements ν_μ CC et $\tau \rightarrow \mu$	153
9.1	Première tentative de sélection : coupures séquentielles	153
9.1.1	Efficacités limites avec des coupures séquentielles	153
9.1.2	Reconstruction des énergies	153
9.1.3	Efficacités de sélection après reconstruction	156
9.2	Utilisation d'une méthode de vraisemblance pour sélectionner les événements	157
9.2.1	Principe de la méthode	157
9.2.2	Sélection des événements avec une méthode de vraisemblance	158
10	DAQ par Ethernet	163
10.1	Spécificités du DAQ	163
10.1.1	Généralités sur le DAQ	163
10.1.2	Pourquoi un DAQ par Ethernet dans OPERA?	164
10.1.3	Les notions de déclenchement et de sauvegarde des données	164
10.1.4	Les spécificités du DAQ d'OPERA	165
10.2	Premiers tests de validation de l'acquisition par Ethernet	166
10.3	Architecture proposée pour OPERA	168
10.4	Simulation de la charge du réseau	171
10.5	Logiciels d'exploitation du DAQ	171
10.5.1	DIM	172
10.5.2	CORBA	175
	Conclusion	179
A	Interprétation des expériences d'oscillation	181
B	Les protocoles de transmission de données	183
B.1	Transmission de données : UDP et TCP	183
B.2	L'adressage des machines : le protocole IP	185
B.3	Les trames Ethernet	186

Résumé

L'existence des neutrinos a été postulée dans les années trente par Pauli. Ces particules de spin $1/2$ et de masse nulle ont permis de résoudre les problèmes de la désintégration β . Leur étude expérimentale a commencé dans les années cinquante et se poursuit encore de nos jours. Cette longévité en physique des particules expérimentale est liée à leur détection difficile et aux énigmes qu'ils présentent. En particulier il est systématiquement détecté moins de neutrinos que ce qui est prédit pour les neutrinos solaires et pour les neutrinos atmosphériques, ce qu'on peut expliquer par un phénomène d'oscillation de neutrinos massifs.

Le projet OPERA se propose de prouver directement cette oscillation. Pour cela un faisceau de ν_μ sera produit au CERN et dirigé vers le Gran Sasso en Italie à 732 km de distance. Le détecteur a été optimisé pour mettre en évidence l'apparition du neutrino tau, produit de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Ce détecteur de 30 mètres de long et de 2 000 tonnes de cible sera composé de plus de 200 000 briques de plomb et d'émulsions photographiques. Les leptons taus seront mis en évidence après scanning des émulsions. Pour cela les briques devront être localisées dans le détecteur, et cette localisation sera réalisée par un trajectographe placé derrière chaque mur de briques.

Cette thèse avait pour but de déterminer le meilleur trajectographe pour OPERA. Trois options ont été étudiées et un trajectographe constitué de barreaux de scintillateur plastique a été choisi. Il permet d'avoir une efficacité de localisation du mur du vertex d'environ 80% et une efficacité de localisation de la brique à l'intérieur du mur d'environ 80%. Dans ce contexte d'utilisation de scintillateurs, nous avons testé des photo détecteurs de type HPD avec une électronique auto déclenchable. Ces HPD ont montré une très bonne résolution, une diaphonie inférieure à 2% et une uniformité supérieure à 98%. Une acquisition basée sur Ethernet a été proposée et acceptée par la collaboration. Chaque photo détecteur constituera directement un noeud du réseau. Un modèle complet de trajectographe constitué de barreaux de scintillateur lus par une HPD et une électronique auto déclenchable avec une acquisition par Ethernet a été validé pendant des tests sur faisceau.

Abstract

Neutrinos were postulated by Pauli during the thirties. These spin-half and massless particles helped to solve the β desintegration problems. Their study started in the fifties and work is still going on nowadays. This lengthy study is due to the difficulty to detect neutrinos and also to a "strange" phenomenon : we always detect less neutrinos than expected for solar and atmospheric neutrinos. This phenomenon can be explained by oscillation between massive neutrino states.

The OPERA project is intended to directly prove this oscillation. In this aim, a ν_μ beam is produced at CERN and pointed to Gran-Sasso (Italy), 732 km away. The detector is optimised to reveal the neutrino tau coming from $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation. This detector of 30 meters long with 2 000 tonnes of target will be built with more than 200 000 bricks of lead and emulsion. Taus are observed after scanning of the emulsions. The bricks must be localised into the wall and this localisation is possible with a tracker located of downstream each target wall.

The present work was devoted to the determination of the best tracker for OPERA. Three options were studied and a tracker made of plastic scintillator slabs has been choosen. It allows a wall finding efficiency around 80% and a brick finding efficiency around 80%. As photo detector, we have studied HPD with an auto triggerable readout. HPD's have displayed an excellent resolution, a cross talk lower than 2% and an uniformity higher than 98%. A DAQ based on Ethernet was proposed and accepted by the collaboration. In this option, each photo detector is a node of the network and can be accessed by a web browser. A prototype with plastic scintillator, HPD with an auto triggerable readout and a DAQ based on Ethernet has been built and validated during beam tests.

Remerciements

Je remercie M. Jean-Eudes Augustin, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Mes premiers remerciements vont naturellement à M. Yves Déclais qui a accepté d'être mon directeur de thèse. Sa grande connaissance de la physique et du monde des neutrinos a toujours été très enrichissante.

Le bon déroulement de cette thèse est largement dû à la présence et à l'encadrement de M. Lionel Chaussard. Sa disponibilité de tous les instants, la clarté de ses raisonnements et explications ainsi que son sens de la physique, ont permis à ce travail d'aboutir à ce qu'il est.

Je ne saurais oublier les autres membres du groupe, Stavros Katsanevas pour son dynamisme et son plaisir de la physique, Jacques Marteau «le théoricien DAQ leader» avec qui j'ai réalisé la partie expérimentale de cette thèse. Je remercie également Imad Laktineh, Carole Héritier et Guillaume Largeron pour de nombreuses discussions sur la physique ou sur d'autres thèmes.

Je remercie mes deux rapporteurs M. Leslie Camilleri et M. François Pierre pour la lecture qu'ils ont faite du manuscrit et pour leurs commentaires à ce sujet.

Je remercie Messieurs Pierre Delpierre, Jacques Meyer et Marc Winter d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse. Je remercie également Jacques Meyer pour ses conseils pendant le DEA et pour m'avoir permis de faire de l'enseignement et notamment du tutorat en DEA sur le cours de M. Gérard Smadja.

Les membres du service informatique et du service de documentation ont joué un grand rôle et résolu bien des problèmes.

Pour finir, j'ai pu faire une thèse et les études que je souhaitais grâce à l'aide et au soutien de mes parents que je ne pourrai jamais assez remercier.

Enfin un grand merci à Emmanuel et Anne-Laure, Pierre-Laurent et Sandrine, François-Xavier, Stéphane et Murièle, Cyrille, pour leur amitié de longue date.

Introduction

Les neutrinos ont été postulés dans les années trente grâce à une idée géniale de Pauli. Il a pu de cette manière expliquer l'énigme que représentait la désintégration β : il n'y avait apparemment plus conservation de l'impulsion et du spin. Son explication est que ces valeurs manquantes étaient emportées par une particule non détectée : le neutrino. Il faudra attendre 1956 pour que le premier neutrino soit observé expérimentalement. Depuis les expériences étudiant les neutrinos se succèdent, et le récent projet OPERA (Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus) est l'objet de cette thèse.

Les neutrinos sont des fermions de spin $1/2$ répartis en trois saveurs : le neutrino électronique (ν_e), le neutrino muonique (ν_μ) et le neutrino du tau (ν_τ). Ce sont des leptons qui ne sont sensibles qu'à l'interaction faible. Leurs sections efficaces d'interaction sont très faibles, il faudra donc pour les observer des détecteurs massifs en activité pendant une longue période. Ces neutrinos sont les particules les plus abondantes de l'univers mais ils ne contribuent pratiquement pas à sa masse car ils en sont dépourvus ou presque. Dans le cadre du Modèle Standard, on va supposer qu'ils ont une masse nulle, mais des mesures réalisées d'abord sur les neutrinos solaires semblent remettre en cause cette hypothèse. Il est en effet détecté beaucoup moins de neutrinos solaires (ν_e) que ce qui est prédit et l'explication la plus probable est que les neutrinos auraient changé de nature (ν_μ ou ν_τ)¹ soit à l'intérieur du Soleil, soit entre le Soleil et la Terre. Ce phénomène baptisé «oscillation des neutrinos»² n'est possible que si les neutrinos sont massifs et, dans ce cas, les états de saveurs sont une combinaison d'états propres de masse. Un tel phénomène nécessite une extension du Modèle Standard.

Une nouvelle expérience avec des neutrinos atmosphériques (Super Kamiokande) a confirmé en août 1998 le phénomène de disparition des neutrinos et a surtout mis en évidence une dépendance angulaire dans la détection des neutrinos. La disparition des neutrinos est donc liée à la distance parcourue par le neutrino avant d'être détecté. Cet effet va maintenant être vérifié avec des neutrinos fabriqués par des accélérateurs et détectés à de grandes distances³. Il sera possible de cette façon de contrôler la distance et l'énergie qui sont les deux paramètres clés de l'oscillation. Trois projets existent : le projet K2K au Japon, le projet MINOS aux Etats-Unis et le projet CNRS en Europe.

Le projet OPERA se propose de mettre en évidence l'apparition du neutrino tau sur un faisceau de neutrinos mu. Il s'agit d'un détecteur de 30 mètres de long et de 4.2 kt (2 kt pour

¹Ces deux dernières saveurs ne sont pas «visibles» dans les détecteurs utilisés dans ces expériences.

²Les oscillations de neutrinos ont d'abord été considérées pour les neutrinos atmosphériques car le modèle solaire n'était pas validé.

³Les détecteurs à de courtes distances ont eu lieu dans les expériences NOMAD, CHORUS ...

la cible). Il est composé d'une cible - trajectographe et d'un spectromètre. La cible est composée de briques qui sont une succession de feuilles de plomb et d'émulsions photographiques. La première étape de l'analyse sera la localisation des briques d'une dizaine de centimètres dans un mur de 6 mètres de côté, pour cela les informations du trajectographe seront utilisées.

Cette thèse a porté sur l'étude des différentes options possibles pour le trajectographe d'OPERA. En effet trois propositions existaient pour construire le trajectographe : les scintillateurs plastiques, les scintillateurs liquides et les RPC. Il a fallu déterminer les caractéristiques de chacun par des simulations et des tests sur faisceau et calculer les efficacités associées de localisation des briques. Une autre partie de l'étude a porté sur les tests de photo détecteurs (HPD) et de leur électronique. Pour finir un DAQ par Ethernet a été proposé et nous nous sommes intéressés à ses caractéristiques et à sa faisabilité.

Le premier chapitre de cette thèse sera consacré à la phénoménologie des neutrinos et explicitera le principe des oscillations. Le second chapitre présentera différentes expériences sur les neutrinos et leurs résultats. Le troisième chapitre précisera les caractéristiques du faisceau CNGS et le quatrième chapitre présentera le détecteur OPERA. Le cinquième chapitre indiquera les caractéristiques des HPD et de leur électronique de lecture et le sixième chapitre sera dédié aux tests sur faisceau et à leurs résultats. Le septième chapitre montrera les résultats des simulations qui ont conduit au choix du trajectographe qui sera expliqué dans le huitième chapitre. A titre d'illustration des capacités du détecteur, la séparation des événements ν_μ CC et des événements $\tau \rightarrow \mu$ sera présentée dans le chapitre neuf et les notions de DAQ par Ethernet seront abordées dans le chapitre dix.

Chapitre 1

Aspects théoriques des neutrinos

Ce chapitre est consacré à quelques aspects théoriques de la physique des neutrinos. Les neutrinos sont connus depuis les années trente, et depuis cette date, de nombreux formalismes et théories ce sont développés. Ce chapitre exposera les principales notions théoriques nécessaires pour les interprétations des résultats expérimentaux.

Dans la première partie de ce chapitre seront présentées quelques grandes dates de l'histoire des neutrinos. La seconde partie sera consacrée à la présentation des neutrinos dans le cadre du Modèle Standard. La troisième partie exposera les mécanismes de génération de masse et les extensions du Modèle Standard. La quatrième partie sera dédiée au formalisme des oscillations et à quelques phénomènes qui en découlent.

1.1 Aspects historiques

1.1.1 La genèse du neutrino

Tout a commencé dans les années trente pour les neutrinos. Il y avait alors une grande énigme dans la communauté scientifique au sujet de la désintégration β des noyaux. Cette désintégration semblait violer les principes de conservation de l'impulsion, de l'énergie et du spin. Deux solutions vont s'opposer, l'une proposée par Bohr consiste simplement à remettre en cause le principe de conservation [1], la seconde, proposée par Pauli est beaucoup plus osée. Si l'énergie et l'impulsion ne sont pas conservées, c'est que la fraction manquante est emportée par une particule que l'on ne détecte pas. Cette proposition sera présentée dans une lettre célèbre à la communauté scientifique le 4 décembre 1930 [1]. Pauli va baptiser sa particule «neutron»¹ et en plus, il ne doit pas être très massif, doit faiblement interagir avec la matière et son spin doit être égal à 1/2.

C'est Fermi le premier qui va utiliser le neutrino pour mettre en équation la théorie de la radioactivité β ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$)². Les équations établies alors qui portent le nom de théorie de Fermi sont encore valables.

Mais voilà, cette particule étrange n'a toujours pas été observée en 1933 et est encore une pure vue de l'esprit. Existe elle vraiment ?

¹Le nom de neutrino (petit neutre en italien) sera donné par Fermi après la découverte du neutron par Chadwick en 1932.

²À l'époque la distinction neutrino et anti-neutrino n'existait pas ainsi que les différentes saveurs de neutrinos.

1.1.2 Les grandes dates des neutrinos

Entre «l'invention» du neutrino par Pauli en 1930 et les premières découvertes expérimentales, il faudra attendre 25 ans. Cette grande durée est en partie due aux événements survenus à partir de 1933 en Allemagne, en Italie, à la seconde guerre mondiale, et surtout au fait que pour détecter des neutrinos il faut un flux intense et un détecteur massif.

Mais à partir de 1955 et jusqu'à nos jours les découvertes se succèdent [2].

- 1954-56, une première expérience menée par F. Reines et C.W. Cowan auprès d'un réacteur nucléaire aux Etats-Unis met en évidence le neutrino électronique. De pure hypothèse, le neutrino devient une particule «observable» et prouvée [3]. Cette expérience met en évidence l'antineutrino par une réaction inverse β . Cependant le neutrino et l'anti neutrino ne sont pas une même particule car la réaction $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ n'existe pas. Il y a donc des neutrinos et des anti neutrinos.
- 1958, M. Goldhaber mesure l'hélicité du neutrino et confirme sa valeur 1/2.
- 1962, découverte dans une expérience à Brookhaven d'un deuxième neutrino, le neutrino muonique.
- 1966, premières expériences sur les neutrinos solaires (Davis) et mise en évidence de l'énigme des neutrinos solaires.
- 1966, théorie des oscillations neutrinos par Pontecorvo.
- 1973, découverte des courants neutres sur un faisceau de neutrinos au CERN.
- 1987, observation de l'explosion d'une supernova (SN1987A) dans le détecteur Kamiokande. C'est la première fois que des neutrinos extra galactiques sont observés. On peut avoir une image du ciel en neutrinos et pas uniquement en photons.
- 1998, publication par la collaboration Super-Kamiokande de résultats sur les neutrinos atmosphériques. Un déficit de ν_μ ainsi qu'une dépendance angulaire sont mis en évidence et expliqués par un phénomène d'oscillation.
- 1999, publication des résultats de CHOOZ sur la non disparition des $\bar{\nu}_e$.
- 2000, découverte du troisième neutrino, le neutrino tau par la collaboration DONUT.
- 2001, premières mesures par SNO du flux des neutrinos solaires du 8B .
- ... l'histoire n'est pas encore finie.

De nouvelles expériences qui commencent sont très prometteuses et devront lever le voile sur un certains nombres d'énigmes qui subsistent encore.

OPERA va prouver que les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ sont à l'origine de la disparition des neutrinos atmosphériques. Les expériences de mesure directe des masses vont permettre d'affiner et de préciser les masses des neutrinos. Les nouvelles expériences de neutrinos solaires vont permettre de mesurer le spectre des neutrinos et de résoudre l'énigme des neutrinos solaires. Et ...

Peut être que tout ne se passera pas comme prévu et dans ce cas les neutrinos garderont encore une partie de leurs mystères. Cela fait plus de 70 ans que l'on connaît l'existence de ces particules et les études durent encore. «Work is still going on» selon l'expression consacrée.

1.2 Les neutrinos dans le Modèle Standard

Dans le cadre du Modèle Standard, les neutrinos sont dépourvus de masse et interagissent uniquement par interaction faible. Les paragraphes suivants résument les caractéristiques des neutrinos et de leurs interactions.

1.2.1 Qu'est ce que le Modèle Standard ?

Le Modèle Standard est un cadre mathématique basé sur la théorie des groupes qui permet de décrire les particules et leurs interactions. Ce modèle a été introduit dans les années 60 par Glashow, Weinberg et Salam [4]. Les particules sont décrites par des champs complexes et les interactions se font par l'intermédiaire de bosons vecteurs de spin entier décrits par des propagateurs.

Toutes les particules élémentaires formant la matière sont des fermions de spin $1/2$ qui peuvent être séparées en deux catégories : les leptons et les quarks :

- les leptons sont répartis en trois doublets de $SU(2)_L$ et en trois singlets de $SU(2)_R$. Les doublets sont formés par un lepton chargé (électron, muon ou tau) et un lepton neutre (neutrino électronique, neutrino muonique et neutrino du tau). Les singlets ne sont formés que de leptons chargés car les neutrinos droits n'existent pas. Les doublets se différencient à l'aide de trois nombres leptoniques (L_e, L_μ, L_τ).
- les quarks sont répartis en trois doublets. Le premier doublet est formé avec le quark «up» (u) et le quark «down» (d) qui forment les protons et les neutrons, donc la matière ordinaire. Les masses de ces deux quarks sont très voisines ($0.2 < m_u/m_d < 0.8$), ce qui permet d'expliquer la notion de symétrie d'isospin fort introduite dans les années 30 pour différencier les protons des neutrons. Les autres quarks se répartissent en deux autres doublets selon leur masse, le quark «charm» (c) avec le quark «strange» (s) et le quark «top» (t) avec le quark «beauty» (b). Ces quatre derniers quarks forment des particules de très faibles durées de vie que l'on rencontre auprès des accélérateurs.

Les particules vont pouvoir interagir selon 4 processus. Ces modes d'interaction sont caractérisés par des portées d'interaction différentes et ces interactions sont véhiculées par des messagers appelés bosons vecteurs de spin entier. Les 4 interactions sont les suivantes [5] :

- l'interaction forte est responsable en particulier de la cohésion des quarks dans les protons et neutrons. Elle assure aussi la cohésion des noyaux. Les bosons vecteurs sont les gluons qui sont au nombre de 8,
- l'interaction électromagnétique est responsable de tous les phénomènes qui se passent à l'extérieur des noyaux. Elle assure la structure électronique des atomes, la structure des molécules. Elle est transmise par l'intermédiaire des photons,
- l'interaction faible est responsable des processus de désintégration comme la radioactivité β . Elle est transmise par les bosons W^\pm ou Z^0 ,
- la force gravitationnelle agit sur toutes les particules massives. Cette force ne joue aucun rôle à l'échelle de la physique des particules mais est prédominante à l'échelle de l'univers. Cette force serait transmise par le graviton, boson non encore détecté.

Les interactions forte, faible et électromagnétique sont bien décrites par le Modèle Standard. Il présente un cadre élégant pour expliquer toutes les expériences de physique qui sont faites. Mais il y a quelques limitations. La gravité n'est toujours pas incluse dans ce cadre et les tentatives pour l'inclure restent vaines à cause de la difficulté de la quantifier. De plus les neutrinos ont une masse nulle et des expériences récentes montrent qu'il pourrait en être autrement. Ce modèle contient 18 paramètres libres (masses, angles de mélange, constantes de couplage ...) et on peut se demander d'où vient la valeur qu'ils ont. Toutes ces remarques conduisent à penser qu'il est nécessaire d'avoir une extension au Modèle Standard. Dans tous les cas le Modèle Standard aura une place centrale dans un modèle étendu. Et c'est dans ce cadre comme on le verra que les neutrinos pourront acquérir une masse.

1.2.2 Nombre de neutrinos et propriétés

Le nombre de saveurs de neutrinos n'est pas fixé par la théorie du Modèle Standard, mais par les expériences.

Le nombre de familles de neutrinos

Les études de la nucléosynthèse primordiale (Big Bang Nucleosynthesis) ont permis de fixer une limite supérieure de 4 sur le nombre de familles de neutrinos [7]. Ce nombre est maintenant déterminé par les expériences du LEP au CERN [8], par la largeur invisible du Z^0 . En effet la largeur du Z^0 est donnée par :

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + 3.\Gamma_{lep} + N_\nu.\Gamma_\nu$$

où Γ_{had} est la largeur du Z^0 se décomposant en hadrons, Γ_{lep} celle du Z^0 se décomposant en leptons. Le facteur trois est introduit car il existe trois familles de leptons chargés. La valeur de Γ_ν peut être déterminée de manière théorique [9] et vaut :

$$\begin{aligned}\Gamma_\nu(Z^0 \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) &= \frac{\sqrt{2}G_F M_Z^3}{24\pi} \rho \\ \rho &= (2g_A^l)^2 \\ g_A^l &= -0,50102 \pm 0,00030 \\ G_F &= 1,166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2 \\ M_Z &= 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}\end{aligned}$$

La largeur Γ_ν vaut donc :

$$\Gamma_\nu(Z^0 \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) = (167,06 \pm 0,22) \text{ MeV}$$

Les incertitudes sur cette valeur sont liées à celles de la masse du Z^0 et à celles sur la valeur du paramètre g_A^l . Les autres largeurs sont déterminées par les expériences [9] :

$$\begin{aligned}\Gamma_{tot} &= (2,4952 \pm 0,0023) \text{ GeV} \\ \Gamma_{lep} &= (83,984 \pm 0,086) \text{ MeV} \\ \Gamma_{had} &= (1,7444 \pm 0,002) \text{ GeV}\end{aligned}$$

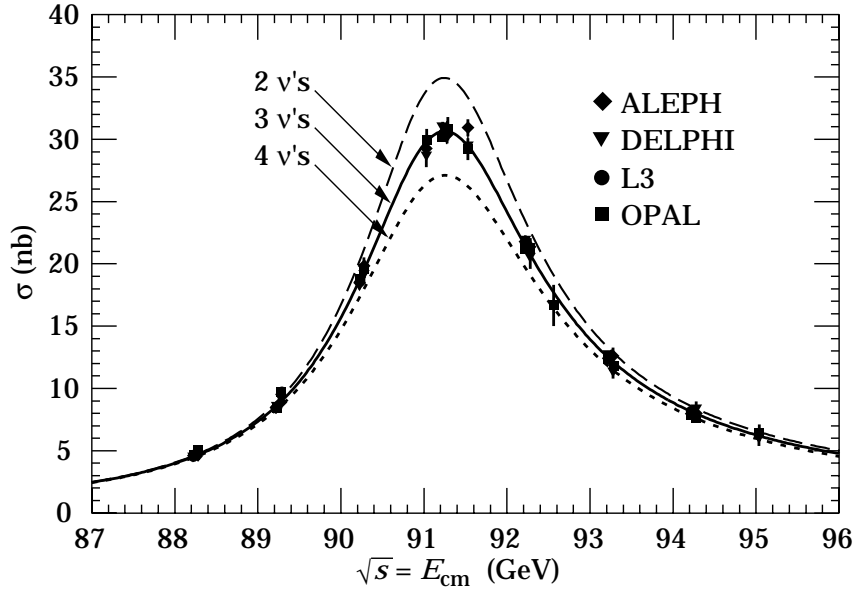
La largeur invisible est :

$$\Gamma_{inv} = N_\nu \Gamma_\nu = (499,9 \pm 3,4) \text{ MeV}$$

Le nombre de neutrinos déduit est donc :

$$N_\nu = 2,9841 \pm 0,0083$$

La figure 1.1 montre les valeurs mesurées pour la largeur du Z^0 par les quatre expériences du LEP ainsi qu'un ajustement avec 2 familles, 3 familles et 4 familles. On voit que c'est le nombre de 3 familles qui s'ajuste le mieux [1].


FIG. 1.1 – Résonance du Z^0 et nombre de familles de neutrinos.

Il existe donc trois familles de neutrinos légers ($m_\nu < m_Z/2$) qui se couplent au Z^0 ; ce sont les trois leptons neutres (ν_e, ν_μ, ν_τ) associés aux trois leptons chargés (e^-, μ^-, τ^-). Il peut exister d'autres neutrinos comme par exemple les neutrinos stériles dont le nombre ne peut pas être déterminé par la largeur du Z^0 car ils ne se couplent pas à la matière.

Propriétés des leptons chargés et des neutrinos

Des trois leptons chargés, seul l'électron est stable alors que les deux autres se désintègrent selon les modes leptoniques suivants :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad BR \approx 100\%$$

Les modes de désintégrations leptoniques du tau sont les suivants³ :

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau \quad BR = 17,83 \pm 0,06\%$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \quad BR = 17,37 \pm 0,07\%$$

Les principales caractéristiques des leptons chargés sont données dans le tableau 1.1 [11] :

saveur	masse (MeV)	durée de vie (s)	L_e	L_μ	L_τ
électron	$0,511 \pm 2.10^{-8}$	stable	1	0	0
muon	$105,66 \pm 5.10^{-6}$	$2,19.10^{-6} \pm 4.10^{-5}$	0	1	0
tau	$1777,05^{+0,3}_{-0,26}$	$290.10^{-15} \pm 1,1$	0	0	1

TAB. 1.1 – Masses, temps de vie et nombres leptoniques des leptons chargés

³Les modes de désintégration hadroniques ne sont pas indiqués ici. Ils représentent environ 2 désintégrations sur 3.

Les neutrinos associés à ces leptons chargés sont des particules :

- sans charge électrique ni charge baryonique,
- sans structure interne,
- uniquement sensibles à l'interaction faible,
- de masse nulle dans le Modèle Standard,
- de spin 1/2 (ce sont donc des fermions),
- d'hélicité gauche (droite pour les anti-neutrinos).

Les neutrinos n'étant pas chargés, ils n'interagiront pas électromagnétiquement. Leur masse est supposée nulle donc ils ne subissent pas l'interaction gravitationnelle. Ce sont des leptons, ils ne sont donc pas sensibles à l'interaction forte. La seule interaction qu'ils pourront subir est donc l'interaction faible.

1.2.3 Lagrangiens d'interaction

L'interaction faible dans le Modèle Standard est due aux couplages des quarks et des leptons aux bosons vecteurs de jauge W^\pm (courants chargés CC, figure 1.2) et Z^0 (courants neutres NC, figure 1.3). Cette interaction faible est décrite par les lagrangiens suivants [13] :

$$L^{CC} = -g \frac{J_\beta^{CC} \cdot W^\beta}{2\sqrt{2}} + hc$$

$$L^{NC} = -g \frac{J_\beta^{NC} \cdot Z^\beta}{2 \cos(\theta_w)}$$

θ_w est l'angle de mélange de l'interaction faible.

$$\sin^2 \theta_w = 0,23147 \pm 0,00016$$

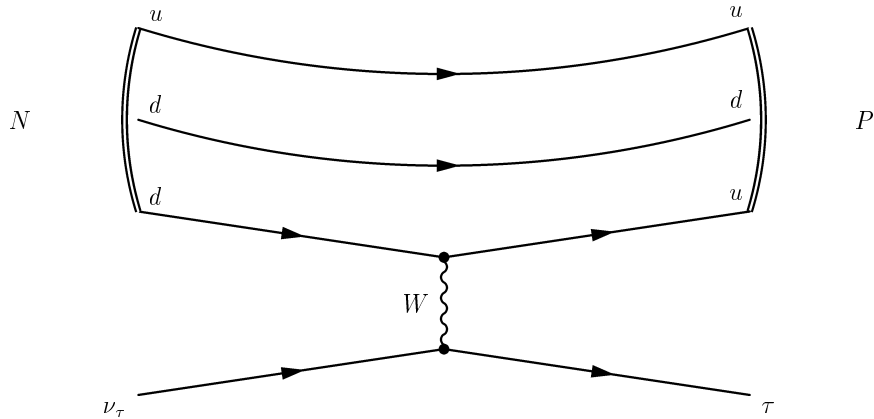


FIG. 1.2 – Diagramme de Feynman d'une interaction par courant chargé.

La constante de couplage g de $SU(2)_L$ est reliée à la constante de Fermi G ($G = 1,17 \cdot 10^{-5} GeV^{-2}$) par la relation suivante :

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 \cdot M_W^2}$$

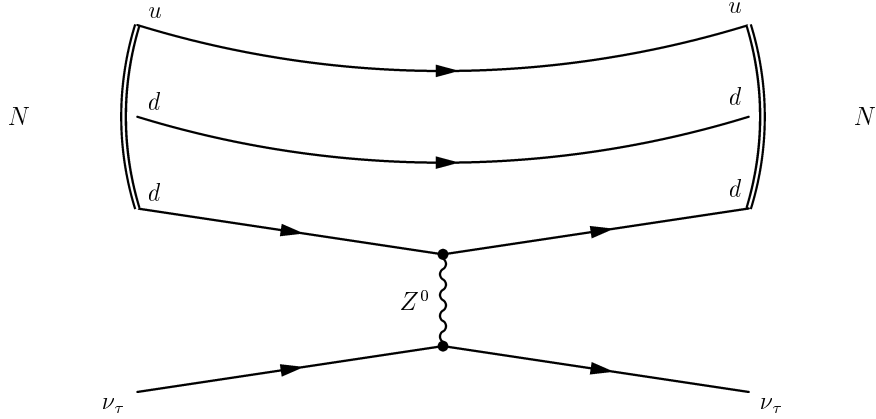


FIG. 1.3 – Diagramme de Feynman d'une interaction par courant neutre.

M_W est la masse du boson vecteur W :

$$M_W = 80,419 \pm 0,056 \text{ GeV}$$

Les courants J_β^{CC} et J_β^{NC} sont de la forme :

$$\begin{aligned} J_\beta^{CC} &= 2 \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{lL} \cdot \gamma_\beta \cdot l_L \\ J_\beta^{NC} &= \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{lL} \cdot \gamma_\beta \cdot \nu_{lL} \end{aligned}$$

Dans ces expressions, les matrices γ_β sont les matrices de Dirac, ν_l représente le champ associé aux neutrinos et l celui associé aux leptons chargés. L'indice L indique que l'on ne prend en compte que les hélicités gauches. Cette forme est obtenue en projetant le champ du neutrino à l'aide du projecteur $(1-\gamma^5)/2$. On aura donc un courant de la forme V-A, où V est la partie vectorielle et A la partie axiale (terme en γ^5). Ces interactions conservent l'hélicité et on aura un doublet $(e^-, \nu_e)_L$ et un singlet $(e^-)_R$ de $SU(2)$. Le caractère V-A de l'interaction faible autorise la violation de la symétrie de parité P (observée expérimentalement), alors que les termes V et A pris séparément conservent la symétrie P.

Les interactions CC et NC conservent les nombres leptoniques ainsi que les nombres baryoniques. La possibilité d'une réaction par interaction faible est vérifiable à l'aide de ces règles de conservation.

1.2.4 Interactions des neutrinos avec la matière

Les interactions des neutrinos avec la matière peuvent se faire selon trois processus qui se différencient par la «profondeur» de l'interaction avec le noyau. Ces interactions pourront se faire par courant chargé, avec émission d'un lepton chargé, ou par courant neutre, sans lepton chargé ni changement de saveur pour le neutrino [14].

- Dans un processus quasi-élastique, le neutrino frappe un nucléon et change la nature de celui-ci. Par exemple, les courants chargés s'écrivent :

$$\begin{aligned}\nu_l + N &\rightarrow l^- + P \\ \bar{\nu}_l + P &\rightarrow l^+ + N\end{aligned}$$

On peut aussi avoir des processus élastiques pour des courants neutres et dans ce cas on retrouve un neutrino de même saveur dans la voie de sortie. Ces interactions vont faire intervenir les facteurs de forme du nucléon. Les énergies transférées sont de l'ordre de quelques dizaines de MeV.

- Le processus résonant est caractérisé par la présence de pions dans l'état final. Le neutrino excite le nucléon et, si l'énergie d'excitation est suffisante, il apparaît une résonance Δ . Il faut que l'énergie de transfert soit typiquement supérieure à 300 MeV, valeur de la différence entre la masse du Δ et celle du nucléon. Un exemple d'équation pour un courant chargé est le suivant :

$$\nu_l + P \rightarrow l^- + \Delta^{++} \text{ suivi de } \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + P$$

Pour un courant neutre, l'équation sera par exemple :

$$\nu_l + P \rightarrow \nu_l + \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + P + \nu_l$$

ou selon un autre mode de désexcitation du Δ^+ :

$$\nu_l + P \rightarrow \nu_l + \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + N + \nu_l$$

- Le processus profondément inélastique est caractérisé par la présence en sortie d'une gerbe hadronique, comme l'illustrent les équations suivantes :

$$\begin{aligned}\nu_l + \text{nucléon} &\rightarrow l^- + \text{hadrons} \\ \nu_l + \text{nucléon} &\rightarrow \nu_l + \text{hadrons}\end{aligned}$$

l'énergie à laquelle apparaît un tel processus est très supérieure au cas précédent. Dans ce cas, ce sont les fonctions de structure du nucléon qui interviennent, et non plus les facteurs de forme. Le nucléon explose sous l'action du neutrino, se désagrège et émet des quarks et gluons qui se recombinent pour donner des hadrons et principalement des pions.

Pour des neutrinos d'énergie supérieure à 1 GeV, le processus le plus important est le processus profondément inélastique. La figure 1.4 montre la comparaison des trois processus ainsi que la section efficace totale pour des neutrinos tau interagissant par courant chargé ou par courant neutre. Les deux processus quasi élastiques et résonnant deviennent constants pour des énergies supérieures à 2 GeV avec des courants neutres. Pour les courants chargés, le seuil est dû à l'énergie nécessaire pour créer un lepton tau.

La section efficace totale d'interaction par courant chargé est proportionnelle à l'énergie, comme le montre la figure 1.5 pour les trois saveurs de neutrinos et d'anti-neutrinos. Ces sections efficaces englobent les trois processus d'interaction.

La section efficace pour des anti-neutrinos est deux fois plus faible que pour des neutrinos. Celle des neutrinos associés au τ est beaucoup plus faible que les autres et n'intervient qu'au delà de 3,5 GeV, seuil des réactions pour les courants chargés.

1.2. LES NEUTRINOS DANS LE MODÈLE STANDARD

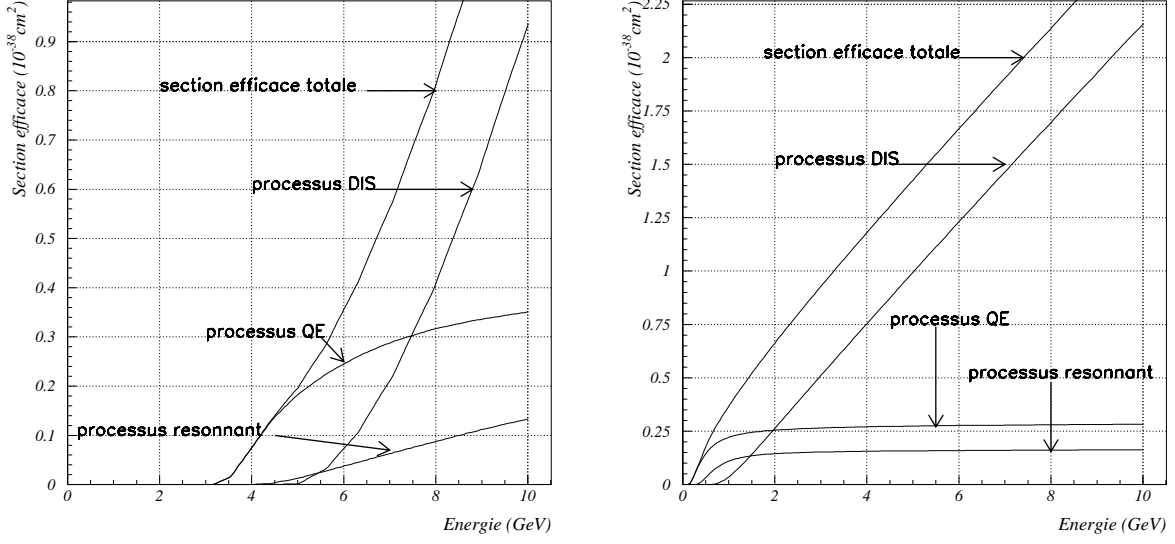


FIG. 1.4 – Comparaison des sections efficaces d'interaction du neutrino tau pour les différents processus (quasi élastique, résonnant et profondément inélastique) par courants chargés (diagramme de gauche) et par courants neutres (diagramme de droite).

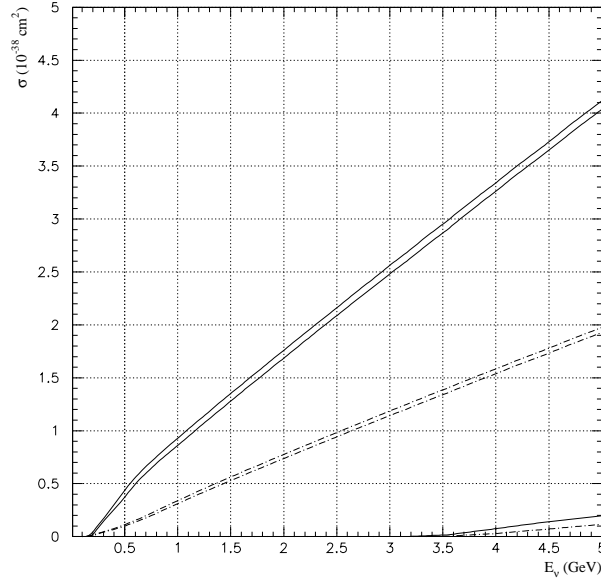


FIG. 1.5 – Sections efficaces totales d'interaction par courant chargé. Les deux courbes du haut correspondent aux ν_e et ν_μ , les deux du milieu aux $\bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_\mu$, les deux du bas aux ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$.

1.3 Génération de masse et extension du Modèle Standard

Comme on l'a vu précédemment, les neutrinos n'ont pas de masse dans le Modèle Standard. On peut cependant leur ajouter des termes de masse de différentes natures dans le cadre d'extensions du Modèle Standard.

1.3.1 Prélude mathématique

Dans cette section je vais rappeler certaines propriétés des champs quantiques qui seront utilisées pour former les termes de masse.

La chiralité

La chiralité d'un champ est le caractère droit (R) ou gauche (L) que présente une particule. Il est obtenu en utilisant les projecteurs P_R et P_L :

$$P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2}, \quad P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2}$$

dont les principales propriétés sont :

$$P_L + P_R = 1, \quad P_{R(L)}^2 = P_{R(L)}, \quad P_L P_R = P_R P_L = 0$$

Le caractère chiral est conservé dans une transformation de Lorentz, c'est à dire dans une transformation de la forme : $\psi \rightarrow \exp(-\frac{i}{4}\alpha_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu})\psi$. Dans cette expression $\sigma_{\mu\nu}$ est le tenseur anti-symétrique : $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$ et $\alpha_{\mu\nu}$ est le générateur de la transformation.

Pour les neutrinos, on aura seulement les champs ν_L et $\bar{\nu}_R$, un neutrino gauche et un anti-neutrino droit, dans le Modèle Standard et pour une masse nulle.

La conjugaison de charge

À un champ ψ est associé un champ conjugué ψ^c par la relation :

$$\psi^c = C(\bar{\psi})^T$$

Pour que le champ ψ^c vérifie l'équation de Dirac, la matrice C doit vérifier la relation $C^{-1}\gamma^\mu C = -(\gamma^\mu)^T$. La conjugaison de charge change la chiralité du champ. Le partenaire d'un champ droit sera un champ gauche et vice-versa. Par exemple $(\psi_L)^c$ se comporte comme un champ droit :

$$(\psi_L)^c = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\gamma^0\psi^*$$

Le champ ψ^c se transforme comme le champ ψ sous une transformation de Lorentz. La quantité $\bar{\psi}\psi^c$ sera donc un scalaire (un invariant de Lorentz).

Une différence essentielle est que ψ et ψ^c ont des charges opposées dans $U(1)$.

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{i\theta}\psi \\ (\psi)^c &\rightarrow e^{-i\theta}(\psi)^c \\ \implies \bar{\psi}\psi^c &\rightarrow e^{-2i\theta}\bar{\psi}\psi^c \end{aligned}$$

La quantité $\bar{\psi}\psi^c$ n'est pas invariante sous $U(1)$, contrairement à la quantité $\bar{\psi}\psi$. On a donc une brisure de la symétrie $U(1)$. Des termes de masse de cette forme peuvent cependant être rajoutés pour les neutrinos car ils n'ont pas de charge dans $U(1)$.

1.3.2 Les termes de masse

On peut former deux termes de masse, les masses de Dirac ou les masses de Majorana.

La masse de Dirac

Une façon d'écrire un terme de masse (un scalaire de Lorentz) est de former le produit $m\bar{\psi}\psi$. En introduisant les projections de ces champs, on arrive à l'expression [15] :

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$$

On ne peut pas avoir des termes de la forme $\bar{\psi}_{L(R)}\psi_{L(R)}$ car ceux-ci sont nuls (ils font intervenir des termes de la forme $P_L P_R$). Si on dispose d'une collection de champs ψ_{jL} et ψ_{kR} , on arrive à l'expression :

$$L_{masse}^{Dirac} = -\bar{\psi}_{jL} M_{jk}^D \psi_{kR} + h.c.$$

La matrice M_{jk}^D est la matrice de Dirac. Elle est composée de termes constants et représente le couplage entre les différents champs. Pour écrire ce genre de termes pour les neutrinos il suffit de disposer des champs ν_R et $\bar{\nu}_L$.

Les masses de Majorana

Pour écrire ces termes, on utilise les champs conjugués et on aura donc des scalaires de la forme $\bar{\psi}_{jL}\psi_{kL}^c$. On pourra donc écrire deux termes de masse (un pour les champs R et un pour les champs L) qui sont [15] :

$$\begin{aligned} L_{masse}^L &= -\frac{1}{2}\bar{\psi}_{jL} M_{jk}^L \psi_{kL}^c + h.c \\ L_{masse}^R &= -\frac{1}{2}\bar{\psi}_{jR} M_{jk}^R \psi_{kR}^c + h.c \end{aligned}$$

Ces termes ne sont pas invariants sous $U(1)$. On ne pourra donc pas avoir conservation de nombre quantique additif, comme par exemple les nombres leptoniques. On ne pourra pas distinguer particule et anti particule dans ce cas. Une distinction des deux sortes de particules impliquerait forcément la présence d'un nombre quantique différent de zéro.

Le caractère Majorana d'un neutrino se manifeste physiquement par l'existence de la double désintégration β sans émission de neutrinos, i.e. la réaction :

$$X(A, Z) \rightarrow X(A, Z + 2) + 2e^-$$

Cette réaction est étudiée sur les noyaux pairs-pairs où la désintégration β simple est énergétiquement interdite [16]. Cette réaction se produit avec échange d'un neutrino virtuel entre deux nucléons à l'intérieur d'un noyau. Cette réaction viole la conservation du nombre leptonique car on a $\Delta L = 2$. De nombreuses expériences cherchent à mettre en évidence cette double désintégration β qui serait une puissante preuve de la physique au delà du Modèle Standard.

Lagrangien total et matrice de masse complète

Le lagrangien général de masse s'écrira de cette façon $L_{masse} = L_{masse}^{Dirac} + L_{masse}^L + L_{masse}^R$ et peut se mettre sous la forme :

$$L_{masse} = -\frac{1}{2}\bar{v} \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ (M^D)^T & M^R \end{pmatrix} v^C + h.c.$$

Dans cette expression un état neutrino est représenté par le vecteur colonne :

$$v = \begin{pmatrix} (\Psi_{1L})^C \\ (\Psi_{2L})^C \\ \dots \\ \Psi_{1R} \\ \Psi_{2R} \\ \dots \end{pmatrix}$$

Tous les membres d'un vecteur ont la même chiralité. En effet les champs $(\Psi_L)^C$ se comportent comme des champs droits. Le vecteur v sera donc un vecteur droit et le vecteur \bar{v} se comportera comme un vecteur gauche. Pour insérer les termes de Dirac, on a utilisé la relation $\bar{\Psi}_{jL} M_{jk}^D \Psi_{kR} = (\bar{\Psi}_{kR})^C M_{jk}^D \Psi_{jL}^C$.

La matrice de masse des neutrinos est donc :

$$\begin{pmatrix} M^L & M^D \\ (M^D)^T & M^R \end{pmatrix}$$

Toute la difficulté afin de déterminer les masses des neutrinos sera de chercher les valeurs propres de cette matrice. Le problème est que l'on ne connaît pas dans le cas général la forme de la matrice [15]. En faisant des hypothèses sur la forme de la matrice on peut arriver à déterminer les valeurs des masses des neutrinos, c'est le cas dans le mécanisme de «la balançoire», plus connu sous le nom anglais de «see-saw».

«Le mécanisme de la balançoire»

De manière générale pour des neutrinos, on peut écrire trois termes de masse, un terme de Dirac, un terme de Majorana gauche et un terme de Majorana droit. Ces trois termes sont de la forme, en couplant les champs Ψ avec les champs de Higgs Φ , Δ_R , Δ_L [12] :

$$\begin{aligned} & \bar{\Psi}_R \Phi \Psi_L \\ & \bar{\Psi}_L \Delta_L \Psi_L^c \\ & \bar{\Psi}_R \Delta_R \Psi_R^c \end{aligned}$$

En se plaçant dans une théorie avec un lagrangien libre, les masses de Dirac et de Majorana sont reliées à la valeur des champs de Higgs par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} m & \sim \langle \Phi \rangle \\ M_L & \sim \langle \Delta_L \rangle \\ M_R & \sim \langle \Delta_R \rangle \end{aligned}$$

1.4. FORMALISME DES OSCILLATIONS DES NEUTRINOS

La valeur de Δ_L est reliée au paramètre ρ de la diffusion par courant neutre des neutrinos⁴, les valeurs mesurées sont $1,002 \pm 0,015$, donc dans ce cas la valeur de M_L devient nulle. La masse de Dirac (m) est la masse physique mesurée des leptons. La masse M_R est reliée à un boson W droit qui est supposé être très lourd, on aura en plus la relation $M_R \gg m$. Par la suite la masse M_R est notée M . La matrice de mélange prend donc la forme :

$$Q = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}$$

où m est le couplage de Dirac et M celui de Majorana. Les masses seront alors les valeurs absolues des valeurs propres de cette matrice et on trouve une masse légère et une masse lourde qui sont :

$$m_{\text{légère}} = m^2/M \quad m_{\text{lourde}} = M$$

On a un système de «balançoire» car si on augmente la masse lourde, la masse légère devient plus légère, car le produit des deux masses est une constante :

$$m_{\text{lourde}} \times m_{\text{légère}} = m^2$$

Toute l'étude précédente repose sur le fait que l'on considère que la valeur de M est élevée. Ceci est expliqué par le fait que M est reliée à l'échelle de la nouvelle physique [15].

1.4 Formalisme des oscillations des neutrinos

Si les neutrinos sont massifs, ils vont pouvoir osciller, c'est à dire changer de nature entre leur production et leur détection.

1.4.1 Matrice de mélange

Dans le cas général, les neutrinos produits par interaction faible (les états propres (ν_α) de l'interaction faible) ne sont pas des états de masse fixée. Ils peuvent s'exprimer comme une combinaison linéaire d'états propres (ν_i) de masse m_i . On a [17] :

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^{3+n_s} U_{\alpha i} \nu_i$$

où $\alpha = e, \mu, \tau, s_1 \dots s_{n_s}$. U est une matrice unitaire de taille $(3 + n_s)(3 + n_s)$, n_s est le nombre de neutrinos stériles éventuellement introduit dans la théorie. L'unitarité de U donne la relation suivante :

$$\sum_i U_{ji} U_{ki}^* = \delta_{jk}$$

En se restreignant au cas de 3 familles de neutrinos, la relation entre les états de saveur et les états de masse est donnée par une matrice dite matrice MNSP équivalente à la matrice CKM qui décrit le mélange des quarks :

⁴Ce paramètre détermine la force relative des processus NC et CC.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Une paramétrisation possible de cette matrice MNS [18] des neutrinos est la suivante [19] en négligeant les phases de Majorana :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

où $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ et δ_{13} est la phase de Dirac de la violation de CP. Cette matrice peut aussi s'écrire sous la forme restreinte [21] :

$$U = D e^{i\theta_{23}\lambda_7} e^{i\theta_{13}\lambda_5} D^{-1} e^{i\theta_{12}\lambda_2}$$

avec $D \equiv \text{diag}(e^{i\delta_{13}}, 1, 1)$ et les matrices de Gell-Mann :

$$\lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}$$

Cette expression met en évidence un produit de trois matrices de rotation. La figure 1.6 met en évidence les trois rotations entre les vecteurs des états propres de masse et les vecteurs des états propres de saveur [22].

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

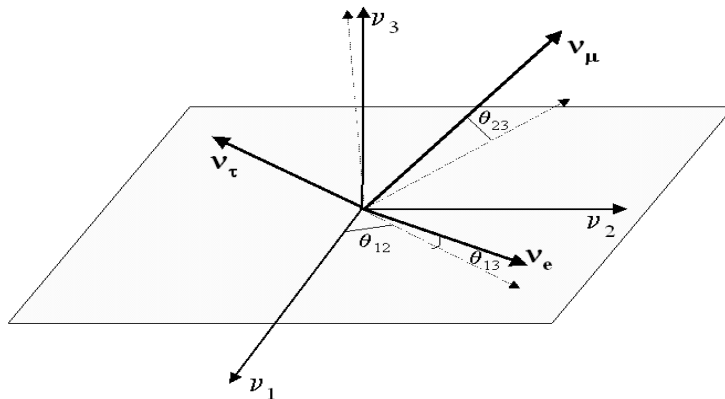


FIG. 1.6 – Matrice de rotation entre les états propres de masse et les états propres de saveur dans une hypothèse d'oscillation avec trois familles de neutrinos.

Les valeurs des angles θ_{ij} sont mesurées dans des expériences de neutrinos solaires, atmosphériques et issus d'accélérateurs ou de réacteurs. La valeur de la phase de la violation de CP peut être déterminée par des expériences Long Baseline (LBL), neutrinos issus d'accélérateurs.

1.4.2 Forme approchée de la matrice de masse

Dans les paragraphes précédents on a vu que les états de saveurs étaient reliés aux états de masse par une matrice U . Les expériences actuelles sur les neutrinos solaires, atmosphériques, auprès des réacteurs ou des accélérateurs (que nous décrirons dans le chapitre suivant) permettent d'écrire la matrice de mélange sous la forme suivante [23].

$$U = M \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad M = \frac{m_1 + m_2 + m_3}{3}$$

1.4.3 Probabilité d'oscillation

Les états quantiques de l'interaction faible ($|\nu_\alpha\rangle$) s'expriment en fonction des états quantiques de masse ($|\nu_i\rangle$) selon la relation ⁵ :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$$

où $|\nu_i\rangle$ est un état de masse m_i , d'impulsion \vec{p} et d'énergie E_i .

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (p \gg m_i)$$

Les états $|\nu_i\rangle$ sont états propres de l'hamiltonien de masse H_0 avec l'énergie E_i .

$$H_0 |i\rangle = E_i |i\rangle$$

En supposant que, à $t = 0$, il existe uniquement un état $|\nu_\alpha\rangle$, la probabilité pour que, au temps $t > 0$, cet état soit un état $|\nu_\beta\rangle$ est :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | e^{-iH_0 t} | \nu_\alpha \rangle|^2$$

avec :

$$|\langle \nu_\beta | e^{-iH_0 t} | \nu_\alpha \rangle| = \sum_i U_{\beta i} e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^*$$

La probabilité d'oscillation peut donc s'écrire [24] :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right) \right|^2$$

où $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$ et j est n'importe lequel des indices des valeurs propres de masse. La valeur de j n'a pas d'importance ($j = 1$ ou $j = 2$ ou $j = 3$) car quelle que soit sa valeur, après développement de l'expression ci-dessus, les termes se regroupent en quantités de la forme $z\bar{z}$ pour donner une valeur unique à la probabilité d'oscillation. En tenant compte de l'unitarité de la matrice U , la probabilité de transition devient :

⁵Les états quantiques $|\nu_\alpha\rangle$ se transforment selon la matrice U^* et non U car pour garder une analyse équivalente entre le cas classique et le cas quantique, il faut conjuguer les paramètres de transformation des champs dans un espace de Hilbert.

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \delta_{\alpha\beta} + \sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \left(\exp\left(-i \frac{\Delta m_{k1}^2 L}{2E}\right) - 1 \right) \right|^2$$

Comme la matrice de mélange est unitaire et qu'il y a conservation de la probabilité :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} + P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} + P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} = 1$$

Il existe le même type de relations pour les autres saveurs de neutrinos (ν_μ et ν_τ). L'invariance des processus physiques sous CPT implique :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = P_{\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}$$

Pour les mêmes raisons, on a :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}$$

La conservation de CP donnerait la relation :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$$

La violation de CP pourra donc être mesurée en évaluant la différence entre les deux termes de l'équation précédente. Plus exactement se seront les asymétries $A_{\alpha\beta}^{CP}$ ou $A_{\alpha\beta}^T$ qui seront mesurées :

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta}^{CP} &= \frac{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)}{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) + P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)} \\ A_{\alpha\beta}^T &= \frac{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)}{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) + P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)} \end{aligned}$$

La violation de T implique la violation de CP à cause du théorème CPT .

1.4.4 Restriction au cas de deux saveurs

En se limitant au cas de deux saveurs de neutrinos, la matrice de mélange devient :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

où θ est l'angle de mélange. Dans ce cas la probabilité d'apparition peut s'écrire :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 (eV^2) \frac{L(km)}{E(GeV)} \right)$$

Cette probabilité dépend de deux termes, un paramètre de mélange $\sin^2 2\theta$ et un facteur cinématique $\Delta m^2 L/E$. Le coefficient Δm^2 est la différence des carrés des masses, L est la distance parcourue par le neutrino entre son lieu de production et le lieu d'interaction et E est son énergie. La condition nécessaire pour qu'une oscillation soit observable en fonction de L/E est [20] :

$$\Delta m^2 \frac{L}{E} \geq 1$$

1.4. FORMALISME DES OSCILLATIONS DES NEUTRINOS

La figure 1.7 montre les zones de L/E qui permettent de mettre en évidence les oscillations neutrino en apparition pour quatre valeurs de Δm^2 .

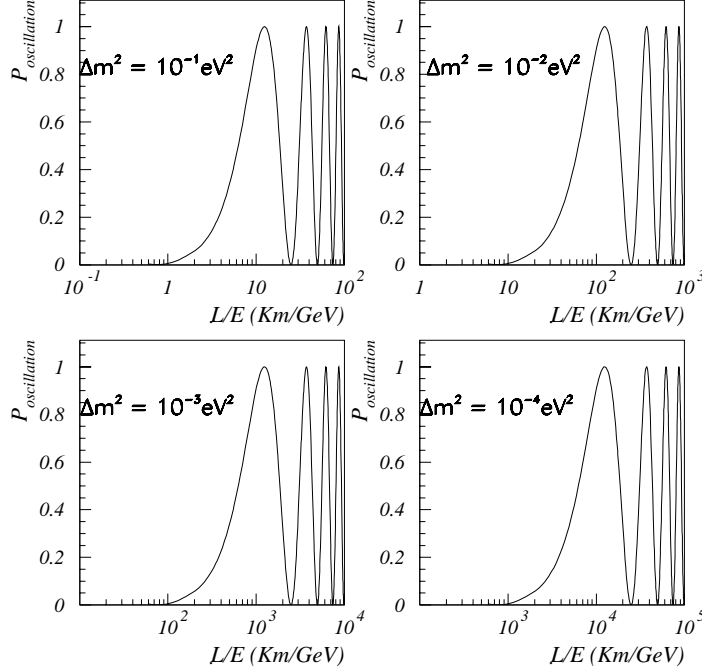


FIG. 1.7 – Probabilité d'apparition de neutrinos issus d'oscillation pour quatre valeurs de Δm^2 et un mélange maximal.

En fonction de la distance parcourue par le neutrino et de l'énergie de celui-ci, différentes zones de Δm^2 seront accessibles [17]. Le tableau 1.2 indique les valeurs de Δm^2 qui peuvent être atteintes en fonction de l'origine des neutrinos. Pour chaque source les valeurs typiques de la distance (L) et de l'énergie (E) sont précisées.

source	L (m)	E(MeV)	$\Delta m^2(eV^2)$
réacteur SBL	10^2	1	10^{-2}
réacteur LBL	10^3	1	10^{-3}
accélérateur SBL	10^2	$10^3 - 10^4$	$\geq 0,1$
accélérateur LBL	$10^3 - 10^6$	10^4	$10^{-2} - 10^{-3}$
atmosphérique	$10^4 - 10^7$	$10^2 - 10^5$	$10^{-1} - 10^{-4}$
solaire	10^{11}	1	10^{-11}

TAB. 1.2 – Valeurs typiques de Δm^2 accessibles aux différentes expériences (SBL = Short Base Line, LBL = Long Base Line).

1.4.5 Analyse de l'oscillation à trois saveurs

On considère la matrice de mélange U vue plus haut, mais sans violation de CP. La matrice U sera donc une matrice réelle. La probabilité d'oscillation s'écrit [25] :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j}^* \sin^2 \left(1,27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right)$$

Les trois termes de masse (m_1, m_2, m_3) vérifient la hiérarchie ($m_1 < m_2 < m_3$). On considère deux différences de carrés des masses, une pour les neutrinos solaires et l'autre pour les neutrinos atmosphériques.

$$\begin{aligned} m_2^2 - m_1^2 &= \Delta m_{solaire} = \Delta m^2 \\ m_3^2 - m_1^2 &= \Delta m_{atmos} = \Delta M^2 \end{aligned}$$

En tenant compte de la hiérarchie des masses entre les résultats des neutrinos atmosphériques et des neutrinos solaires, on a la relation $\Delta m^2 \ll \Delta M^2$. Les différentes probabilités d'oscillation ont alors pour valeur :

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(1,27 \Delta M^2 \frac{L}{E} \right) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &= \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(1,27 \Delta M^2 \frac{L}{E} \right) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(1,27 \Delta M^2 \frac{L}{E} \right) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - (\sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} + \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23}) \sin^2 \left(1,27 \Delta M^2 \frac{L}{E} \right) \end{aligned}$$

Les formules précédentes correspondent à des valeurs de L/E accessibles par les expériences terrestres et ne dépendent que de ΔM^2 , θ_{23} et θ_{13} .

1.4.6 Oscillation des neutrinos dans la matière

Cet effet est connu sous le nom d'effet MSW [26], du nom des trois physiciens (Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein) qui l'ont introduit.

Toutes les saveurs de neutrinos (non stériles) ont la même interaction avec la matière par courant neutre. Les interactions par courant neutre peuvent être de la forme $\nu_x + p(n) \rightarrow \nu_x + p(n)$ où $x = e, \mu, \tau$ pour les trois types de neutrinos. Pour les neutrinos de type électron, la réaction de diffusion $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ qui existe aussi pour les autres saveurs mais avec une efficacité beaucoup plus faible (6.5 fois moins). Cette différence d'interaction va donc modifier les oscillations que l'on avait dans le vide [9].

Dans le cas à deux saveurs, il existe le même type de relation entre les états de l'interaction faible et ceux de masse que pour les oscillations dans le vide. L'angle de mélange devient θ_M et les états propres de masse ν_i^M . On a donc :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_M & \sin \theta_M \\ -\sin \theta_M & \cos \theta_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1^M\rangle \\ |\nu_2^M\rangle \end{pmatrix}$$

L'angle θ_M est relié à l'angle θ par [9] :

$$\sin 2\theta_M = \frac{\frac{\Delta m^2}{4p} \sin 2\theta}{\sqrt{\left(\frac{\Delta m^2}{4p} \cos 2\theta - \frac{G_F N_e}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2}{4p} \sin 2\theta\right)^2}}$$

1.4. FORMALISME DES OSCILLATIONS DES NEUTRINOS

Δm^2 est la valeur du paramètre de masse dans le vide, p représente l'impulsion du neutrino. La présence du terme faisant intervenir la densité en électrons N_e va faire apparaître un phénomène de résonance pour une densité critique N_e^{crit} .

$$N_e^{crit} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}pG_F}$$

Cette formule peut se mettre sous la forme :

$$\Delta m^2 \cos 2\theta \simeq 0,7 \cdot 10^{-7} E \rho$$

avec ρ la densité de matière en g.cm^{-3} et E l'énergie du neutrino en MeV.

La densité dans le soleil qui est élevée et varie très rapidement en fonction de la distance au centre (figure 1.8) favorise les résonances MSW. Dans la région centrale du soleil $\rho \simeq 10^2 \text{g.cm}^{-3}$ et les neutrinos ont une énergie d'environ 1 MeV. La condition de résonance est alors satisfaite pour $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} \text{eV}^2$ [1].

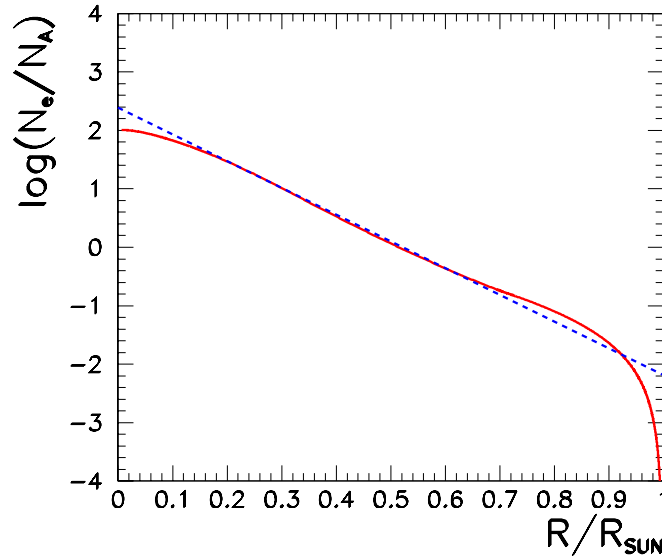


FIG. 1.8 – Evolution de la densité en fonction de la distance au centre du soleil pour un modèle solaire (trait plein) et approximation exponentielle (traits pointillés).

La probabilité pour un ν_e de devenir un ν_μ après avoir parcouru la distance L sera semblable à celle obtenue dans le cas du vide avec 2 différences :

- Comme on est dans un milieu, on doit faire la substitution $\sin 2\theta \rightarrow \sin 2\theta_M$. À la densité critique, ce terme vaudra 1.
- Le facteur cinématique doit lui aussi changer (le hamiltonien d'interaction n'est plus le même). La relation de passage est $\Delta m^2 \rightarrow \Delta m^2 \sin 2\theta$.

Dans ces conditions, la probabilité d'oscillation sera :

$$P_{matiere}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) |_{N_e=N_e^{crit}} = \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 \sin 2\theta \frac{L}{E} \right)$$

L'autre limite est quand on est dans la situation $G_F N_e \gg \Delta m^2 / 2\sqrt{2}p$. Dans ce cas on va avoir $\sin 2\theta_M \rightarrow 0$.

$$P_{matiere}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) |_{G_F N_e \gg \Delta m^2 / 2\sqrt{2}p} \rightarrow 0$$

1.4.7 Violation de CP et effet de matière

La violation de CP peut se mesurer en comparant les probabilités d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. L'expression donnant la valeur de l'asymétrie de CP en fonction des paramètres d'oscillation est la suivante, en ne considérant pas les effets de matière et en négligeant les termes faisant intervenir le Δm^2 lié aux neutrinos solaires :

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \simeq \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \cdot \frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{13}} \cdot \sin \delta$$

Comme θ_{13} est faible, l'asymétrie CP peut être large, en particulier pour des petites valeurs de E (ou des grandes valeurs de L). Mais si θ_{13} est faible, le nombre d'événements est petit car il est proportionnel à $\sin^2 2\theta_{13}$. Un problème dans la détection de la violation de CP sont les effets de matière. En effet ceux-ci vont créer une fausse asymétrie CP car l'interaction des neutrinos et des anti-neutrinos est différente avec la matière et les faisceaux traversent la Terre. Une solution possible pour distinguer un effet de matière et une violation de CP est l'utilisation «d'usines de neutrinos» (ou d'un faisceau à très basse énergie qui ne produise pas d'effet MSW). Ces usines vont fabriquer des faisceaux intenses de neutrinos grâce à des anneaux de stockage de muons [28]. La mesure intéressante à réaliser dans cette étude est celle du rapport :

$$R = \frac{N(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}$$

La figure 1.9 montre l'évolution de ce rapport en fonction de la distance L parcourue. Cette étude a été réalisée pour un Δm_{32}^2 positif ou négatif. Les trois courbes représentent trois valeurs possibles pour la phase de violation de CP [29].

De cette figure, il est possible de tirer les remarques suivantes :

- le rapport R n'est pas égal à 1 pour de petites distances (même si l'effet de matière est négligeable et que $\delta = 0$) car la section efficace d'interaction des ν_μ et des $\bar{\nu}_\mu$ est différente,
- la zone située autour de 3000 km est celle qui est la plus sensible à la violation de CP. Entre 7000 et 8000 km, il n'y a aucune sensibilité à cette mesure et pour des valeurs supérieures à 8000 km les incertitudes sont très grandes.

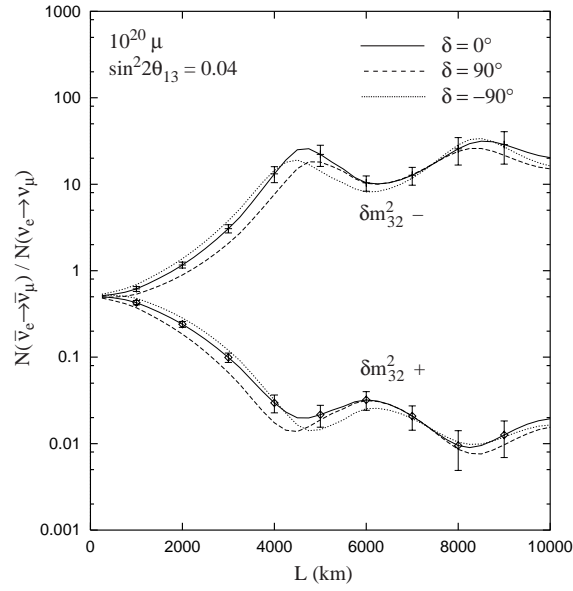


FIG. 1.9 – Evolution du rapport du nombre de $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ sur $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ en fonction de la distance parcourue.

Bibliographie

- [1] M. Cribier *et al.*, La lumière des neutrinos, Seuil, 1995.
- [2] S.M. Bilenky, TUM-HEP-409/01, physics/0103091.
- [3] Celebrating the neutrino, Los Alamos Science, numéro 25, 1997.
- [4] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961);
A. Salam, Phys. Lett. 13, 168 (1964);
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [5] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 4^e édition, Cambridge University Press.
- [6] Particule Data Group, Eur. Phys. J, C3 (1998).
- [7] A. D. Dolgov, hep-ph/0203164, soumis à World Scientific, mars 2002.
- [8] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>
- [9] R. D. Peccei, report. UCLA/99/TEP/25, hep-ph/9906509.
- [10] http://pdg.lbl.gov/2000/contents_plots.html
- [11] Physics Booklet, Particule Data Group, Springer, juillet 2000.
- [12] B. Kayser et al., The physics of massive neutrinos, World Scientific, Lecture Note in Physics, Vol.25.
- [13] S.M. Bilenky et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 43(1999) 1-86, hep-ph/9812360.
- [14] Thèse de J.Marteau, 1998, IPN Lyon, LYCEN - T9877.
- [15] Cours de C. Jarlskog, cours à l'Ecole de Gif, ISN Grenoble, 13-17 septembre 1999.
- [16] H. Ejiri, Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) 91(2001), 255-261.
- [17] S.M Bilenski et al, hep-ph/9812360.
- [18] Z. Maki, N. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. phys. 28(1962) 870.
- [19] S. Petcov, SISSA/6/99/EP, 6 juin 1999, hep-ph/9907216.
- [20] W.M. Alberico, S.M. Bilenski, hep-ph/9905254.
- [21] O. Yasuda, Acta. Phys. Polon. B30(1999) 3089-3103, hep-ph/9910428.
- [22] A. Blondel, NIMA 451(2000) 102-122.
- [23] H. Georgi & S.L. Glashow, phys. Rev. D61(2000), 097301, hep-ph/9808293.
- [24] C. Giunti, NIMA 451(2000) 51-57, hep-ph/9910336.
- [25] S. Katsanevas, Proposition de participation française à OPERA, publication privée.
- [26] S.P. Mikheyev, A.Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42(1986)913;
S.P. Mikheyev, A.Y. Smirnov, Nuovo Cimento, 9C(1986)17;
L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17(1978)2369.

BIBLIOGRAPHIE

- [27] S.M. Bilenki, 1999 European School of High-Energy Physics, CERN 2000-007, 27 juin 2000.
- [28] B. Autin *et al.*, CERN report, CERN 99-02, ECFA 99-197, 30 avril 1999.
- [29] V. Barger *et al.*, hep-ph/0003184, Phys. Rev. D(2000), 073002.

Chapitre 2

Etat des lieux expérimental

Cette partie est consacrée à la présentation des expériences actuelles de neutrinos. Dans une première partie, je présenterai les différentes sources de neutrinos, puis dans une seconde partie les expériences sur les neutrinos solaires. La troisième partie sera consacrée aux neutrinos atmosphériques. La quatrième partie sera dédiée à l'étude des expériences utilisant des sources artificielles de neutrinos : les expériences auprès des réacteurs nucléaires et les expériences sur faisceau : «les Short et Long BaseLine». Dans la cinquième partie, je présenterai les résultats de toutes ces expériences pour les valeurs possibles de Δm^2 et $\sin^2 2\theta$. Enfin la dernière partie sera consacrée aux mesures directes de la masse des neutrinos.

2.1 Les différentes sources de neutrinos

Les sources de neutrinos sont multiples. On distingue deux catégories de sources :

- les sources naturelles, parmi lesquelles il y a les neutrinos vestiges du big-bang (ν_e , ν_μ , ν_τ), les neutrinos solaires (ν_e), les neutrinos atmosphériques (ν_e , ν_μ) et les neutrinos issus d'activités cosmologiques, explosion de supernovae (ν_e)
- les sources artificielles : il y a deux sources possibles, les réacteurs nucléaires ($\bar{\nu}_e$) et les neutrinos «fabriqués» par des accélérateurs (essentiellement ν_μ).

La figure 2.1 montre le spectre en énergie de ces différentes sources. On peut remarquer que l'énergie des neutrinos varie sur plus de 20 ordres de grandeur, cité par M. Spiro dans [1].

Ces neutrinos sont étudiés dans différentes expériences qui sont décrites dans les paragraphes suivants.

2.2 Les neutrinos solaires

Les étoiles par leurs réactions nucléaires sont des sources importantes de neutrinos, et le Soleil, étoile la plus proche de la Terre, est une source abondante de neutrinos. Ces neutrinos ont été parmi les premiers neutrinos naturels étudiés. Ces neutrinos ont très longtemps posé un problème, il en était moins détecté que ce qui était prédit. Ce problème venait-il de la détection ou du modèle du Soleil qui n'était pas fiable ? La nouvelle expérience SNO commence à valider le modèle proposé pour expliquer la disparition des neutrinos.

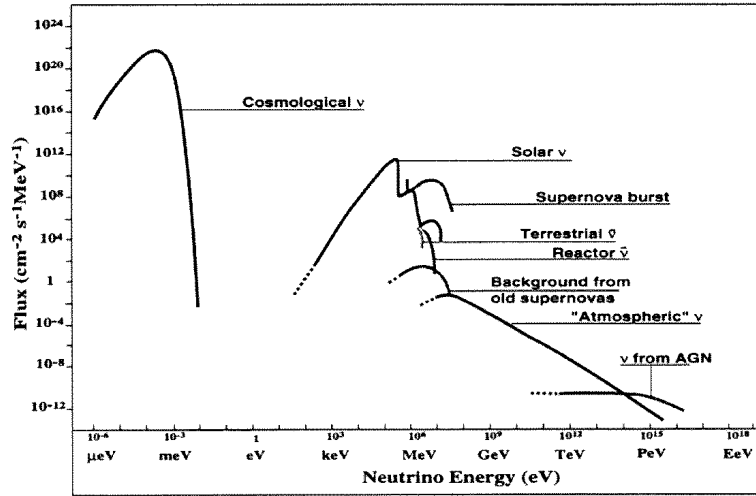


FIG. 2.1 – Spectre en énergie des différentes sources de neutrinos.

2.2.1 Mécanisme de production des neutrinos solaires

La température à l'intérieur du Soleil est suffisante pour que les réactions nucléaires puissent s'amorcer. La première réaction est la fusion de l'hydrogène en deutérium selon la réaction $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$. Cette réaction fournit les neutrinos appelés ν_{pp} et est la principale source de neutrinos solaires. La figure 2.2 montre les autres réactions possibles dans le Soleil et la fraction de neutrinos produits [1].

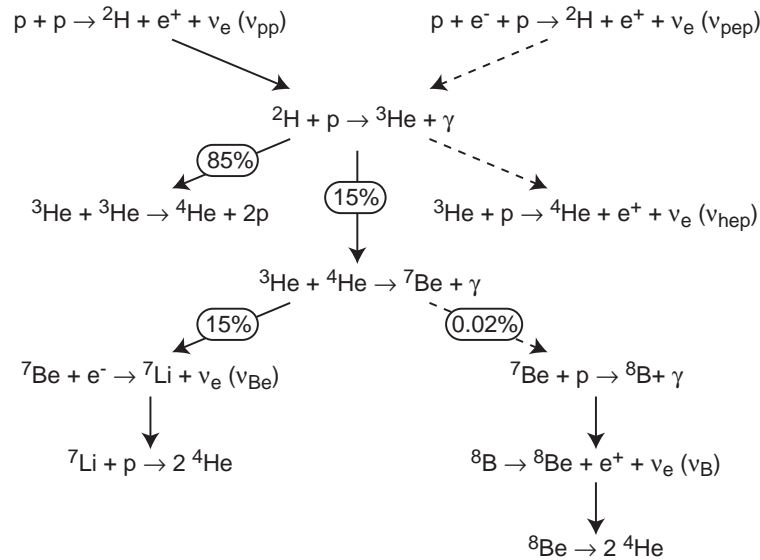
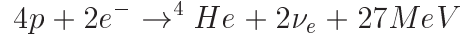


FIG. 2.2 – Les réactions nucléaires dans le Soleil.

En plus de cette voie prépondérante, on peut distinguer une raie mono-énergétique (désintégration à deux corps) attribuée aux neutrinos du béryllium ν_{Be} et un spectre à plus haute énergie provenant des neutrinos du bore ν_B . L'équation bilan de la production d'hélium dans le Soleil est :



Ce cycle de production est le cycle pp qui produit $\sim 98\%$ de l'énergie du Soleil. Le reste de l'énergie provient du cycle CNO qui joue un rôle important dans les étoiles plus massives, car la température y est plus élevée. Les neutrinos solaires issus de réactions nucléaires sont donc uniquement des neutrinos électroniques.

2.2.2 Le problème des neutrinos solaires

La première expérience à avoir détecté des neutrinos solaires était l'expérience Homestake [2] (détecteur radiochimique chloré). D'autres expériences sur les neutrinos solaires sont arrivées par la suite : Kamiokande [3] et ensuite Super-Kamiokande [4] qui utilisent un détecteur à eau, SAGE [6] et GALLEX [5] sont des détecteurs radiochimiques qui utilisent des sources au gallium. La figure 2.3 montre le spectre des neutrinos solaires et la sensibilité de chaque expérience à une partie du spectre.

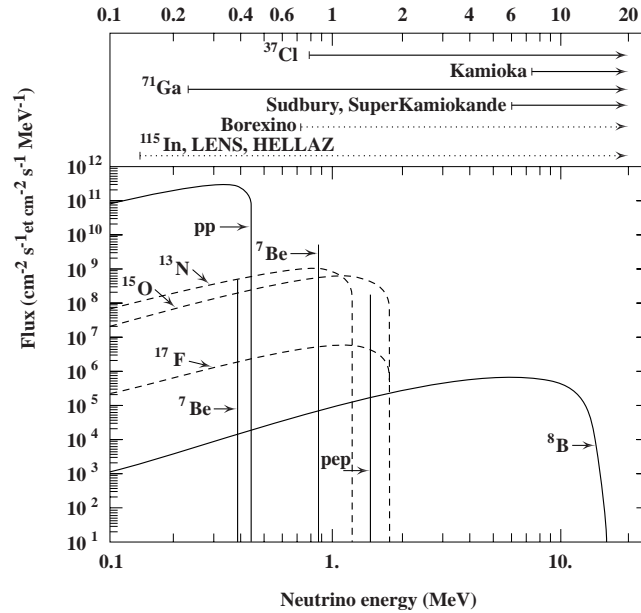


FIG. 2.3 – Spectre en énergie des neutrinos solaires. La sensibilité et le seuil de détection de chaque expérience sont indiqués en haut de la figure.

Les résultats de ces différentes expériences peuvent être résumés sur la figure 2.4.

La première conclusion évidente à laquelle on arrive est que l'on détecte moins de neutrinos que ce qui est attendu. Les expériences au chlore ont détecté environ un tiers du nombre de neutrinos attendus. Pour les autres expériences, cette différence est d'environ 50%. La partie centrale de chaque pic est la sensibilité théorique de chaque expérience à une partie du spectre. On voit donc que les détecteurs à eau, uniquement sensibles aux neutrinos ν_B , ne détectent qu'environ 50% du flux des ν_B .

Une première solution serait de penser que les prédictions sur le flux de neutrinos solaires sont mauvaises. Or le flux de ν_{pp} est bien contraint car il est relié à la luminosité du Soleil. D'autre part le modèle solaire est en bon accord avec les observations. Il est validé par des mesures de luminosité et par des études d'héliosismologie. Le modèle n'est donc pas en cause

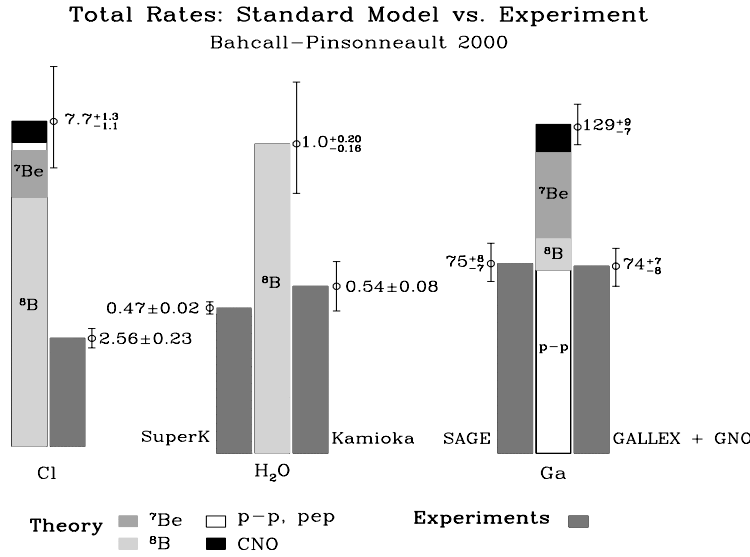


FIG. 2.4 – Résultats des différentes expériences et comparaison avec ce qui est prédit par le modèle solaire.

et l'explication du déficit ne peut venir que de la physique des neutrinos et non d'erreurs dans le modèle solaire.

La principale explication proposée serait un phénomène d'oscillation des neutrinos entre le Soleil et la Terre. Cette oscillation interviendrait dans le Soleil (avant que le neutrinos ne sortent) ou entre le Soleil et la Terre. Les détecteurs utilisés n'étant pas sensibles aux autres saveurs de neutrinos, si un ν_e se transforme en ν_τ ou ν_μ , ce dernier ne sera pas détecté et pourrait être responsable de la diminution du nombre de neutrinos détectés.

En se plaçant dans un modèle à deux saveurs et en utilisant l'effet MSW, il est possible d'arriver à plusieurs «îlots» dans le plan Δm^2 - $\sin^2 2\theta$ qui s'ajustent sur les données. Deux solutions correspondent à des $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} \text{eV}^2$, l'une pour de petits angles de mélange ($\sin^2 2\theta \simeq 10^{-2}$) appelée «Small Mixing Angle» et l'autre pour de grands angles de mélange ($\sin^2 2\theta \geq 0,5$) appelée «Large Mixing Angle». C'est cette dernière qui donne le meilleur ajustement avec les données. Les autres possibilités ont des grands angles de mélange et $\Delta m^2 \simeq 10^{-7} \text{eV}^2$ appelée «LOW» (faible probabilité, faible masse), ou $\Delta m^2 \simeq 10^{-10} \text{eV}^2$ appelée «vacuum» car l'oscillation aurait lieu dans le vide entre le Soleil et la Terre [7].

De nouvelles expériences sont nécessaires pour faire la distinction entre ces hypothèses et mieux mesurer le flux des neutrinos.

2.2.3 SNO et une explication de l'énigme des neutrinos solaires

SNO (Sudbury Neutrino Observatory) est une expérience qui a lieu au Canada dont le but est de mesurer les neutrinos du ^8B du Soleil. La cible sphérique du détecteur est composée d'eau lourde et les particules produites sont détectées par effet Cherenkov grâce à des photo-multiplicateurs. Cette expérience est sensible aux neutrinos électroniques mais aussi aux neutrinos des autres saveurs. La détection se fait selon les trois processus suivants [8] :

$$\begin{aligned}
\nu_e + d &\rightarrow p + p + e^- \text{ (CC)} \\
\nu_x + d &\rightarrow p + n + \nu_x \text{ (NC)} \\
\nu_x + e^- &\rightarrow \nu_x + e^- \text{ (ES)}
\end{aligned}$$

Le modèle solaire prédit que l'on doit avoir 30 interactions courants chargés par jour, 30 interactions courants neutres par jour et 3 diffusions élastiques par jour dans SNO [9].

L'interaction par courant chargé n'est sensible qu'aux neutrinos électroniques alors que l'interaction par courant neutre est sensible aux trois saveurs de neutrinos. La réaction de diffusion (ES) est aussi sensible aux ν_μ et aux ν_τ mais avec une efficacité moins bonne (6.5 fois moins). Les réactions (ES) ne peuvent pas toutes seules donner une information sur la nature du flux du 8B . Mais une comparaison du flux du 8B déduite des réactions ES en supposant qu'il n'y a pas de changement de saveurs ($\Phi^{ES}(\nu_x)$) avec ce qui est mesuré par les courants chargés ($\Phi^{CC}(\nu_e)$) peut mettre en évidence un changement de saveur sans faire appel à des calculs de flux solaire. Si les neutrinos solaires changent de saveur au cours de leur parcours, on doit avoir la relation : $\Phi^{CC}(\nu_e) < \Phi^{ES}(\nu_x)$. Les mesures des flux donnent [8] :

$$\begin{aligned}
\Phi^{CC}(\nu_e) &= 1,76_{-0,05}^{+0,06}(\text{stat.})_{-0,09}^{+0,09}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\
\Phi^{ES}(\nu_x) &= 2,39_{-0,23}^{+0,24}(\text{stat.})_{-0,12}^{+0,12}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\
\Phi^{NC}(\nu_x) &= 5,09_{-0,43}^{+0,44}(\text{stat.})_{-0,43}^{+0,46}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}
\end{aligned}$$

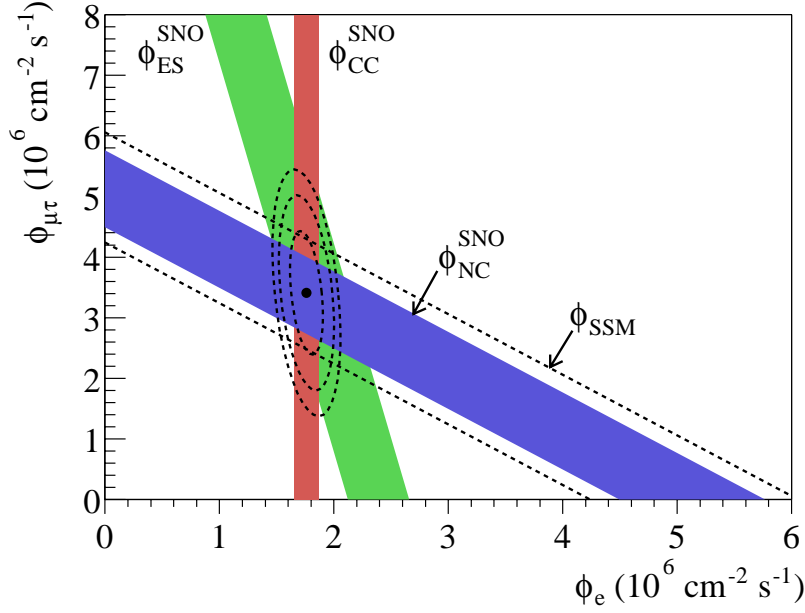
Ces valeurs sont compatibles avec ce qui a été mesuré par d'autres expériences et notamment Super-Kamiokande [8]. Ces mesures mettent en évidence une composante active non électronique dans le flux des neutrinos du 8B et consolident ainsi l'hypothèse des oscillations des neutrinos solaires. Cette composante est à plus de 5σ au dessus de zéro. Les flux mesurés pour les différentes composantes sont :

$$\begin{aligned}
\Phi(e) &= 1,76_{-0,05}^{+0,05}(\text{stat.})_{-0,09}^{+0,09}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\
\Phi(\mu, \tau) &= 3,41_{-0,45}^{+0,45}(\text{stat.})_{-0,45}^{+0,48}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}
\end{aligned}$$

Il est possible de déduire de ces mesures, une valeur du flux de neutrino solaire et de le comparer à celui prédit par le modèle solaire.

$$\begin{aligned}
\Phi(SSM) &= 5,05_{-0,81}^{+1,01} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\
\Phi(SNO) &= 5,09_{-0,43}^{+0,44}(\text{stat.})_{-0,43}^{+0,46}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}
\end{aligned}$$

Ce bon accord entre le flux prédit et le flux mesuré est vu sur la figure 2.5 qui montre les flux en μ et τ en fonction des électrons. La diagonale représente le flux prédit du 8B par le modèle solaire. Les bandes des mesures se coupent aux valeurs mesurées et montrent que l'on n'a pas de distorsion dans le spectre du 8B .


 FIG. 2.5 – Comparaison du flux mesuré du 8B et du flux prédit.

2.3 Les neutrinos atmosphériques

Les gerbes atmosphériques sont une source de neutrinos qui sont essentiellement de deux natures : électronique et muonique.

2.3.1 Mode de création des neutrinos atmosphériques

Ces neutrinos sont produits par l'interaction des rayons cosmiques dans la haute atmosphère. Ces rayons cosmiques (protons) produisent des pions et des kaons qui décroissent en muons et neutrinos. L'altitude moyenne de production est de 14 km. La distance parcourue par un neutrino arrivant sur un détecteur placé sur Terre variera donc de 14 km à environ 13 000 km pour ceux qui auront traversé toute la Terre. La gamme en énergie de ces neutrinos s'étale du MeV au PeV selon une loi de puissance en $E^{-\alpha}$ avec $\alpha \simeq 2,7$ pour $E < 100$ GeV et $\alpha \simeq 3$ pour $E > 100$ GeV [1]. Les équations de production sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 p + N &\rightarrow \pi^+, \pi^-, K^+, K^- \\
 \pi^+(K^+) &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\
 \pi^-(K^-) &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
 \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\
 \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu
 \end{aligned}$$

Ces équations montrent en première approximation que l'on s'attend à :

$$\frac{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{(\nu_e + \bar{\nu}_e)} = 2 \quad (2.1)$$

Cette valeur du rapport est valable pour des neutrinos dont l'énergie est inférieure à quelques GeV et elle augmente avec l'énergie parce que la probabilité de survie des muons augmente avec l'énergie. L'incertitude sur le flux d'une saveur est d'environ 20%, mais l'incertitude sur le rapport des saveurs est d'environ 5% [10].

2.3.2 Les premières expériences de neutrinos atmosphériques

Les premiers événements neutrinos atmosphériques ont été observés dans les années 80 dans des détecteurs dédiés à la recherche de la désintégration du proton. Deux techniques de détection existent : la détection par effet Cerenkov et la calorimétrie. Les expériences utilisant l'effet Cerenkov sont IMB [11], Kamiokande [12] et Super-Kamiokande [13], celles qui utilisent la calorimétrie sont Fréjus [14], Soudan [15] et NUSEX [16].

Dans ces expériences le double rapport des saveurs R est présenté. Il est égal au rapport du nombre mesuré de neutrinos de type électronique sur muonique (ν_e/ν_μ) divisé par le rapport théorique (obtenu par simulation Monte-Carlo sans oscillation) des mêmes saveurs. Son expression analytique est :

$$R = \frac{(\mu/e)_{data}}{(\mu/e)_{MC}} \quad (2.2)$$

Si les simulations reflétaient bien la réalité, on devrait avoir $R = 1$. La figure 2.6 montre les résultats obtenus par les différentes expériences.

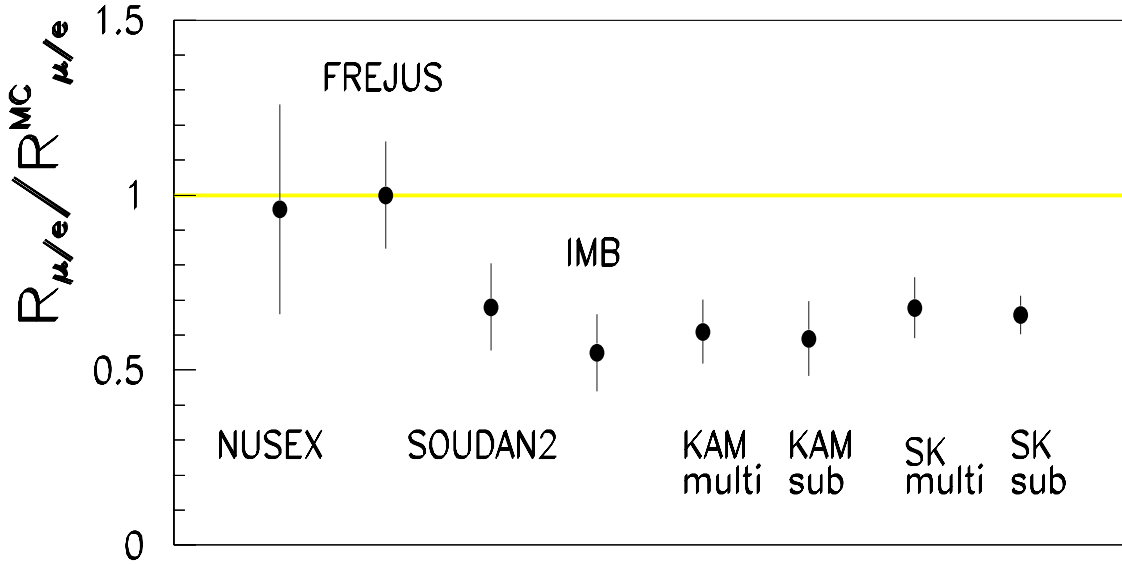


FIG. 2.6 – Valeur mesurée du double rapport pour différentes expériences.

Ces expériences ont montré des valeurs de R plus petites que 1 et autour de 0,6. Seules les expériences Fréjus et NUSEX ont montré des valeurs de R proche de 1. Les conclusions que l'on peut tirer de ces observations sont les suivantes :

- il serait possible de croire que les expériences utilisant un détecteur à effet Cerenkov ne distinguent pas bien les électrons des muons. Mais la technique de détection des deux types d'événements a été validée par un détecteur de ce type sur un faisceau du

- KEK [1]. La mauvaise identification du type de particules est inférieure à 2-3% [18]. Une erreur provenant des expériences par effet Cerenkov semble donc exclue.
- les erreurs sur la mesure de R pour l'expérience NUSEX sont importantes (de l'ordre de 0,3) dues à une faible statistique [17].
 - L'expérience Fréjus, à une valeur de R plus grande car le seuil de détection en énergie était plus haut que pour les autres expériences.

La figure 2.7 montre les différents contours obtenus pour les expériences présentées ci-dessus. On peut remarquer que les contours d'exclusion de ces expériences sont compatibles entre eux.

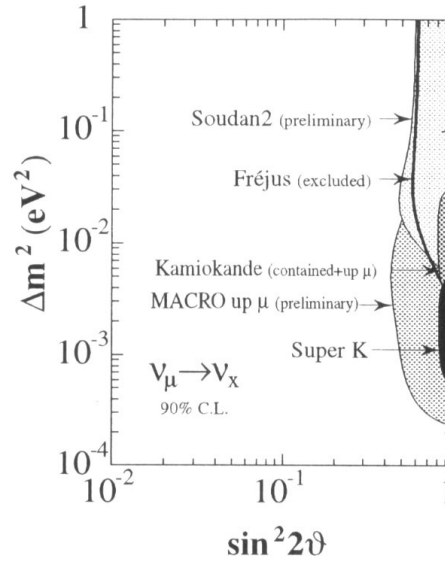


FIG. 2.7 – Contours d'exclusion pour les différentes expériences de neutrinos atmosphériques.

2.3.3 L'expérience Super-Kamiokande

Super-Kamiokande [13] est un détecteur consacré à l'origine à la recherche de la désintégration du proton qui a aussi étudié les neutrinos atmosphériques. C'est un cylindre rempli d'eau ultra pure, de 16,9 m de diamètre et de 36,2 m de hauteur. Sa masse totale est de 50 ktonnes pour une masse effective de 22,5 ktonnes. Ce détecteur est enfoui dans une ancienne mine de Zinc au Japon sous 800 mètres de roche afin de réduire le bruit de fond provoqué par les interactions de particules telles que muons, pions, kaons... La détection est faite par effet Cerenkov, grâce aux 11 146 photomultiplicateurs qui équipent les parois du détecteur. Les événements sont divisés en événements de basse énergie (sub-GeV $E_{vis} < 1,3$ GeV) et événements de haute énergie (multi-GeV $E_{vis} > 1,3$ GeV). Les derniers résultats [19] donnent comme valeur de R pour les événements sub-GeV $0,638^{+0,017}_{-0,017} \pm 0,050$ et pour les événements multi-GeV $0,675^{+0,034}_{-0,032} \pm 0,080$. Ces valeurs indiquent une disparition de ν_μ que l'on peut expliquer par des oscillations neutrinos.

Afin de confirmer cette hypothèse, il est intéressant de regarder la distribution angulaire de ces événements. La fig 2.8 montre la distribution angulaire pour les événements de type

2.3. LES NEUTRINOS ATMOSPHÉRIQUES

muon et de type électron. Les événements descendants, arrivant juste au dessus du détecteur, ont des valeurs de $\cos\theta$ égales à 1 alors que les événements montants ayant traversé toute la terre ont des valeurs de $\cos\theta$ égales à -1. Sur cette figure on voit très bien que les événements électrons s'ajustent avec une simulation sans oscillation sur tout le spectre. Pour les événements muons cet ajustement n'est valable que pour les événements descendants. Pour de petites longueurs, il n'y a pas besoin d'introduire des oscillations pour ajuster la simulation sur les données. Pour de grandes longueurs, l'ajustement n'est possible qu'avec un phénomène d'oscillation. Ces figures confirment donc un effet d'oscillation des neutrinos mu, et cette hypothèse est aussi confirmée par les distributions des muons traversants ou stoppants dans le détecteur.

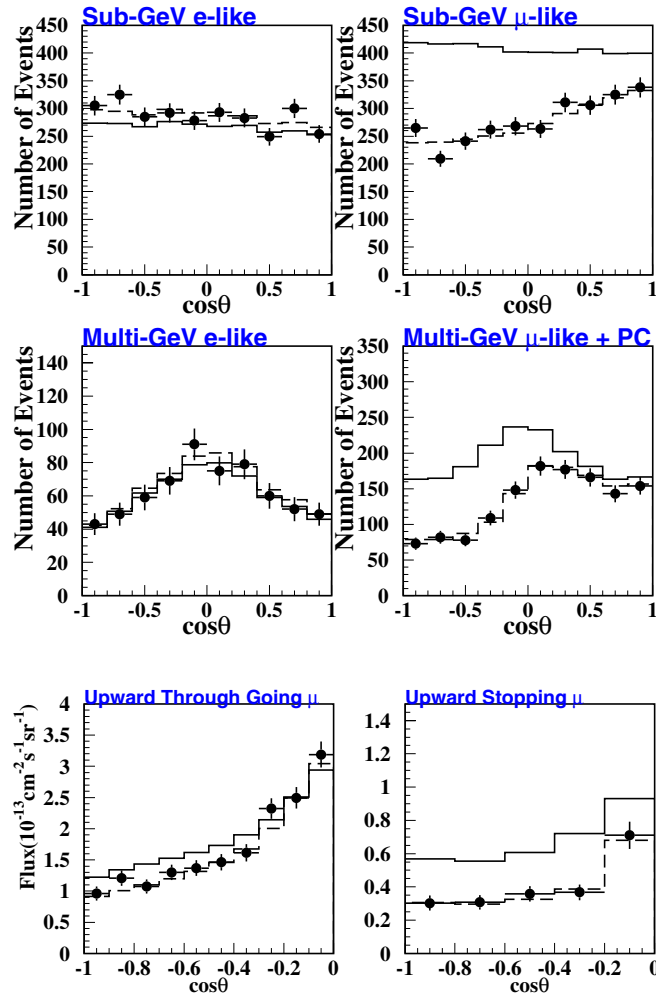
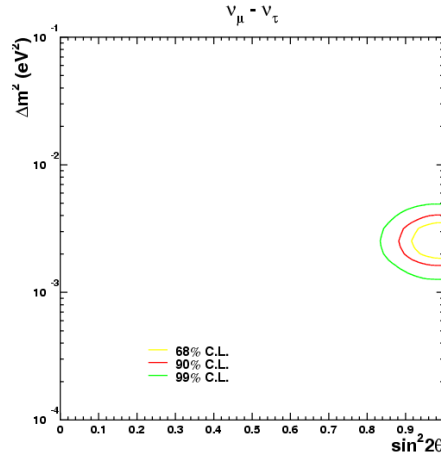


FIG. 2.8 – Distributions angulaires des événements dans le détecteur Super-Kamiokande. Les points représentent les données. Les traits pleins correspondent à des prédictions Monte-Carlo sans oscillation et les tirets à un ajustement avec oscillation.

L'hypothèse d'oscillation des ν_μ vers les ν_τ est l'hypothèse préférée. La figure 2.9 montre les régions autorisées pour une telle oscillation. Le meilleur ajustement est obtenu pour $\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ et un mélange maximal [19].

Les valeurs présentées par Super-Kamiokande pour les paramètres d'oscillation ont conduit


 FIG. 2.9 – Zones autorisées pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par Super-Kamiokande.

à développer des expériences sur faisceau sensibles à ces zones. Cela est possible en combinant l'énergie du faisceau et la distance entre le faisceau et le détecteur.

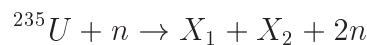
2.4 Les expériences utilisant des sources artificielles de neutrinos

À côté des sources naturelles que sont les neutrinos solaires ou atmosphériques, l'activité humaine est aussi une grosse «productrice» de neutrinos. Ces neutrinos sont trouvés auprès des réacteurs nucléaires ou peuvent être fabriqués par des accélérateurs.

Les expériences auprès des réacteurs nucléaires ont été les premières expériences à avoir lieu. Dans les années 50, c'est une expérience auprès d'un réacteur qui a permis à Reines et Cowan de mettre en évidence le premier neutrino et de prouver son existence. Cette détection se faisait «déjà» par une réaction inverse β .

2.4.1 Les neutrinos auprès des centrales nucléaires

Les centrales nucléaires qui utilisent la fission de l'atome pour produire de l'énergie sont de grosses productrices de neutrinos. La fission d'un atome va produire des fragments instables qui par désintégration β vont libérer un électron et un anti-neutrino électronique. En moyenne une fission va libérer 6 $\bar{\nu}_e$. En effet si on considère le combustible radioactif le plus commun, l'uranium 235, on a la réaction suivante :



avec X_1 et X_2 deux fragments de désintégration. Le fragment le plus léger a une masse moyenne $A \simeq 94$ et le plus lourd a une masse moyenne $A \simeq 140$. Les deux atomes stables dans cette région sont $^{94}_{40}\text{Zr}$ et $^{140}_{58}\text{Ce}$. Ces deux atomes contiennent à eux deux 98 protons et 136 neutrons. Comme les fragments initiaux ont 92 protons et 142 neutrons, pour atteindre

2.4. LES EXPÉRIENCES UTILISANT DES SOURCES ARTIFICIELLES DE NEUTRINOS

des états stables, il est nécessaire d'avoir en moyenne 6 désintégrations β , d'où la production d'environ 6 $\bar{\nu}_e$ [20].

Les centrales nucléaires sont donc des sources de $\bar{\nu}_e$. Deux expériences récentes utilisant ce type de source ont publié leurs résultats : CHOOZ [21] et Palo-Verde [22]. Une expérience a commencé au mois de janvier 2002 : KamLAND [23].

CHOOZ et Palo-Verde

Le détecteur CHOOZ était installé à 1 115 mètres et à 998 mètres de deux réacteurs nucléaires français dans les Ardennes. La détection des $\bar{\nu}_e$ se faisait par une désintégration β inverse, selon la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Le détecteur était une sphère d'environ 5 tonnes remplie de scintillateur liquide et la détection se faisait avec des photo-multiplicateurs.

CHOOZ a montré avec un niveau de confiance de 90% qu'il n'y avait pas d'oscillation de neutrinos dans le canal de désintégration $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ pour une région de $\Delta m^2 > 7 \times 10^{-4} \text{eV}^2$ et un mélange maximal, ainsi que pour la zone de grand Δm^2 et $\sin^2 2\theta = 0,1$, comme on peut le voir sur la figure 2.10 [21]. Les limites de la figure 2.10 sont obtenues en comparant le taux de positron attendu à celui mesuré. Ce rapport vaut : $R = 1,01 \pm 2,8\%(stat) \pm 2,7\%(syst)$ [20]. Les incertitudes systématiques sur le spectre attendu sont inférieures à 3%, et proviennent d'incertitudes sur les sections efficaces des réactions (1.9%), sur le nombre de protons (0.8%), sur l'efficacité de détection (1.5%), sur la puissance du réacteur (0.7%) et sur l'énergie absorbée par fission (0.6%) [21].

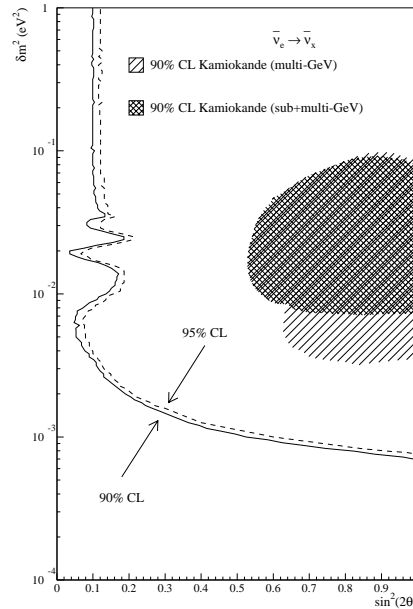


FIG. 2.10 – Figure d'exclusion pour l'oscillation $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ dans le plan de deux paramètres pour l'expérience CHOOZ.

Palo Verde est une expérience qui a eu lieu aux Etats-Unis dans le désert de l'Arizona. Le détecteur était sensible à trois réacteurs, deux situés à 830 mètres et le troisième situé à 750 mètres. Le détecteur avait une masse de 12 tonnes et était rempli de scintillateur liquide. L'analyse, faite en soustrayant le bruit de fond des neutrons, donne les limites d'exclusion de la figure 2.11 [24].

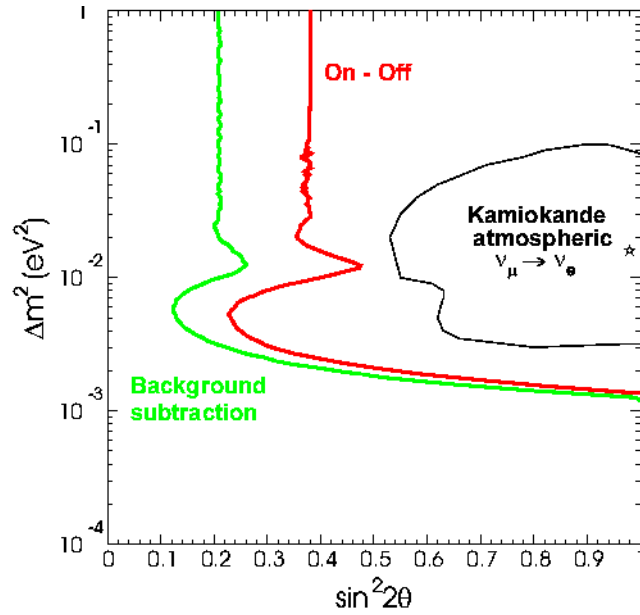


FIG. 2.11 – Figure d'exclusion pour l'oscillation $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ pour l'expérience Palo Verde. Les courbes ont un niveau de confiance de 90% et sont obtenues avec deux méthodes différentes pour la soustraction du bruit de fond.

La mesure du rapport entre le nombre de positrons attendu et celui mesuré donne : $R = 1,01 \pm 2,4\%(stat) \pm 5,3\%(syst)$ [20]. Les deux expériences sont compatibles avec l'unité.

Le projet KamLAND

Le projet KamLAND est une expérience de réacteurs nucléaires sur de longues distances mais il pourra aussi détecter des neutrinos solaires. Son but est d'explorer la disparition des $\bar{\nu}_e$ pour de très petites valeurs de Δm^2 . Ce détecteur sera sensible à tout un ensemble de réacteurs japonais dont la distance est comprise entre 80 kilomètres et 214 kilomètres. Le détecteur sera installé dans l'emplacement prévu pour Kamiokande à 500 mètres de SuperKamiokande. La prise des données a commencé au mois de janvier 2002.

2.4.2 Les neutrinos auprès des accélérateurs à courtes distances

Ces expériences utilisent des faisceaux de neutrinos produits par des accélérateurs. Le détecteur est placé à quelques kilomètres au maximum du faisceau et non à quelques centaines de kilomètres comme dans le cas des longues distances (paragraphe suivant). Ces expériences ont lieu sur les grands sites d'expériences comme le CERN (CHORUS, NOMAD) ou à Los Alamos (LSND) et à Fermilab (Mini BooNE).

Les expériences CHORUS et NOMAD

Un faisceau de neutrinos μ était créé au CERN par le WANF (West Area Neutrino Facility). Ce faisceau avait une énergie moyenne de 27 GeV et la contamination des autres saveurs était de 5,6% pour les $\bar{\nu}_\mu$, de 0,9% pour les ν_e et de 0,2% pour les $\bar{\nu}_e$ [25]. Les deux expériences qui ont utilisées le WANF, CHORUS [25] et NOMAD [26] étaient des expériences

2.4. LES EXPÉRIENCES UTILISANT DES SOURCES ARTIFICIELLES DE NEUTRINOS

en mode d'apparition. Elles cherchaient un signal ν_τ dans un faisceau de ν_μ . L'expérience CHORUS était une expérience qui utilisait la technique des émulsions. Elles servaient de cible et permettaient de reconstruire les traces des particules et de mettre en évidence le vertex et la désintégration du tau. Le détecteur NOMAD était un détecteur magnétisé (0,5 T) qui utilisait des chambres à dérives, des calorimètres électromagnétique ainsi que hadronique. Deux détecteurs de muons complétaient le détecteur. La sélection des événements se faisait par des critères cinématiques tel que P_t manquant. Les résultats de ces expériences sont présentés sur la figure 2.12.

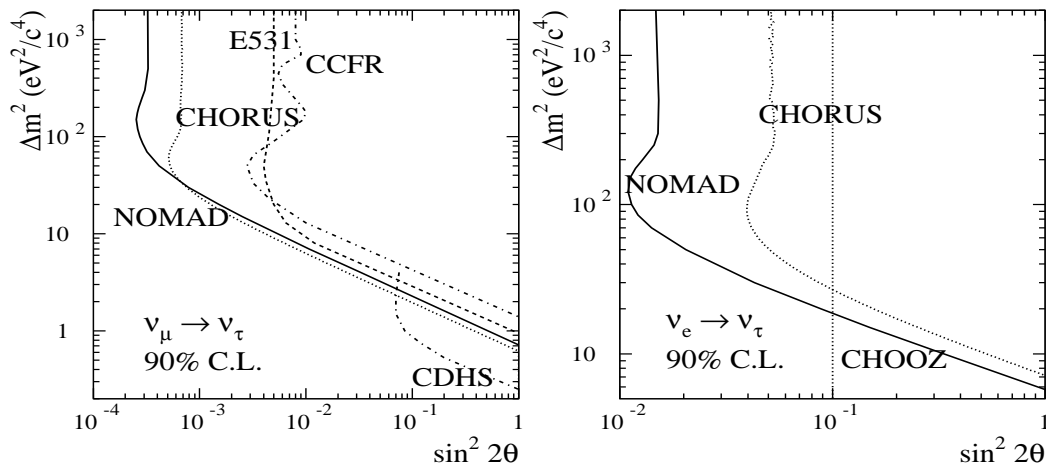


FIG. 2.12 – Contours pour les oscillations à deux saveurs avec 90% de niveau de confiance. Le graphique de droite est pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ et celui de gauche pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Les deux expériences ont conduit aux mêmes limites. Dans une interprétation à deux saveurs, les limites de la zone exclue sont $\sin^2 2\theta \sim 3 \cdot 10^{-4}$ pour de grands Δm^2 , et $\Delta m^2 < 0,75 \text{ eV}^2$ pour $\sin^2 2\theta = 1$.

LSND et MiniBooNE

LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) a pris des données entre 1993 et 1998. LSND cherchait à mettre en évidence l'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ grâce à la désintégration au repos de μ^+ , et l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par la désintégration en vol de π^+ . Le détecteur était localisé à 30 mètres de la cible produisant le faisceau [27]. Les données ont montré un excès de $\bar{\nu}_e$ qui peut être expliqué par une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Ceci implique l'existence d'une zone de Δm^2 au delà de $0,2 \text{ eV}^2$. La figure 2.13 montre la zone des paramètres accédée par l'expérience.

Un problème est que les zones de Δm^2 données par les neutrinos solaires, par les neutrinos atmosphériques et par LSND impliquent quatre saveurs de neutrinos et non trois. Il est donc nécessaire de faire appel à un neutrino stérile. Une nouvelle expérience sensible aux mêmes régions que LSND ($L/E \sim 1$) est donc nécessaire : ce sera MiniBooNE [28], dont l'unique but sera de confirmer ou d'infirmer les résultats de LSND. Les premiers résultats sont attendus fin 2002, début 2003.

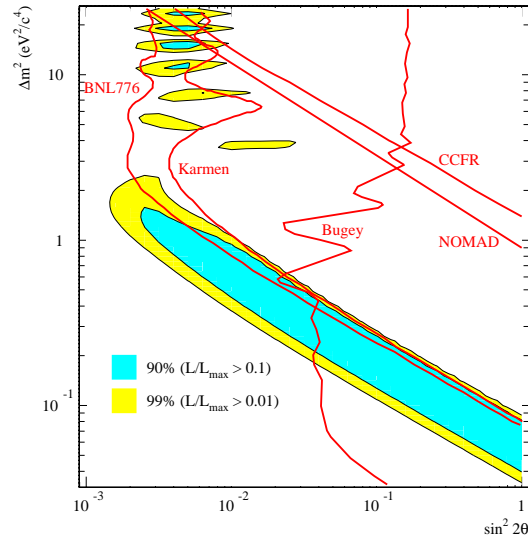


FIG. 2.13 – Zones autorisées dans le plan Δm^2 - $\sin^2 2\theta$ mesurées par LSND.

2.4.3 Les neutrinos auprès des accélérateurs à longues distances

Il y a actuellement trois projets d'expériences sur faisceau à longue distance (supérieure à une centaine de km). Le projet MINOS aux Etats-Unis, le projet K2K au Japon et le projet CNGS en Europe (décrit dans le chapitre suivant). Les deux premiers projets sont des expériences de disparition alors que le dernier projet concerne une expérience d'apparition.

Le projet MINOS

Le projet MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) est une expérience d'oscillation neutrino sur faisceau dite de «Long BaseLine». Elle utilise un faisceau de neutrinos mu créé à Fermilab et le détecteur principal sera installé dans la mine de Soudan [5]. La figure 2.14 montre le trajet suivi par le faisceau entre Fermilab et la mine de Soudan. La distance entre les deux sites est de 732 km. Le détecteur sera enfoui sous 700 mètres de roche, ce qui réduit le taux de muons cosmiques à 1 Bq.



FIG. 2.14 – Trajet du faisceau de neutrinos entre Fermilab et la mine de Soudan.

Cette expérience est une expérience de disparition et utilise une comparaison entre le nombre de neutrinos trouvé dans une station proche et ce nombre trouvé dans un détecteur éloigné. Le détecteur proche sera situé à 275 mètres du lieu de production du faisceau et il pèsera 980 tonnes. Le détecteur lointain sera à 732 km et pèsera 5 400 tonnes. Ce sera un calorimètre octogonal de 8 mètres de large composé de plans de fer et de scintillateurs. Le détecteur proche fonctionnera comme le détecteur lointain même si sa configuration est différente. En effet à proximité de la production, le faisceau est censé être bien collimé et il ne devrait faire que quelques dizaines de centimètres de diamètre. Ceci se traduit par des différences pour la taille de la section du détecteur et par des masses différentes.

Le faisceau de ν_μ aura une énergie moyenne autour de 2-3 GeV, ce qui est proche du seuil de production du τ , et une faible contamination en ν_e , inférieure à 0,5% [30]. L'énergie de ce faisceau peut varier ce qui permet de réaliser des mesures des paramètres des oscillations neutrinos.

La détection des oscillations neutrinos se fera par la mise en évidence d'un changement dans le rapport des courants neutres sur les courants chargés entre le détecteur proche et le détecteur lointain¹. La quantité T sera mesurée :

$$T = \frac{(NC/CC)_{proche}}{(NC/CC)_{lointain}}$$

En l'absence d'oscillation, ce nombre devrait être égal à 1. Les oscillations neutrinos vont réduire ce nombre, car il y aura moins d'événements courant chargé avec muon dans le détecteur lointain. La mesure du rapport des rapports permet de réduire les incertitudes systématiques provenant des simulations Monte-Carlo. La sélection des courants chargés peut se faire par des considérations reposant sur la longueur de l'événement ou en utilisant des techniques plus complexes comme les réseaux de neurones. La figure 2.15 montre les courbes de niveau de confiance que l'on peut espérer atteindre avec MINOS après deux années de prise de données. On peut noter que MINOS est sensible à toute la zone mesurée par Super-Kamiokande.

Le début des prises de données est prévu pour 2005-2006.

Le projet K2K

Le projet K2K (KEK-to-Kamioka) est la première expérience sur faisceau à grande distance qui a commencée à prendre des données en juin 1999 [31]. Un faisceau de 1,3 GeV en moyenne est créé à KEK et dirigé sur le détecteur installé dans la mine de Super-Kamiokande à 250 km (le même détecteur que pour l'étude des neutrinos atmosphériques est utilisé). La composition du faisceau est de 98,2% de ν_μ , 1,3% de ν_e et 0,5% de $\bar{\nu}_\mu$ [32]. L'étude des oscillations se fera aussi dans le mode de disparition. Deux détecteurs proches sont utilisés. Le premier est un détecteur par effect Cerenkov qui présente les mêmes systématiques que le détecteur lointain. Le second est un détecteur à fine segmentation composé d'une cible d'eau dans laquelle sont intercalées des feuilles de fibres scintillantes, des compteurs de verre à plomb et un détecteur de muons. La figure 2.16 montre la composition de ce détecteur proche.

La mise en évidence de l'oscillation se fait en comparant le nombre de neutrinos détecté à Super-Kamiokande avec le nombre de neutrinos attendu. Le nombre de neutrinos attendu à Super-Kamiokande est donné par la relation :

¹Cette détection se fera aussi en comparant les spectres des ν_μ CC dans les détecteurs proche et lointain.

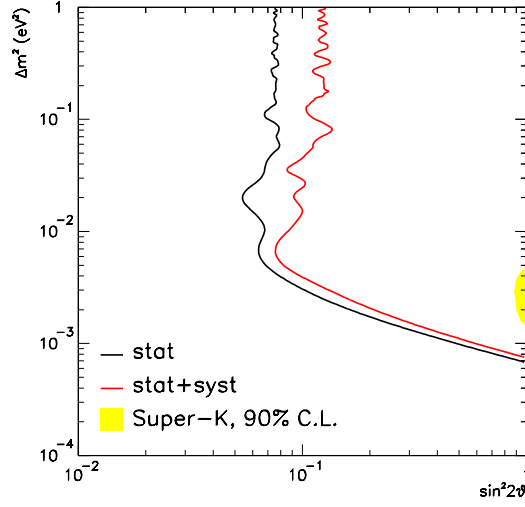


FIG. 2.15 – Courbes des niveaux de confiance (90%) que l'on peut espérer obtenir sur la mesure des paramètres de l'oscillation avec l'expérience MINOS. La zone mesurée par Super-K est en gris.

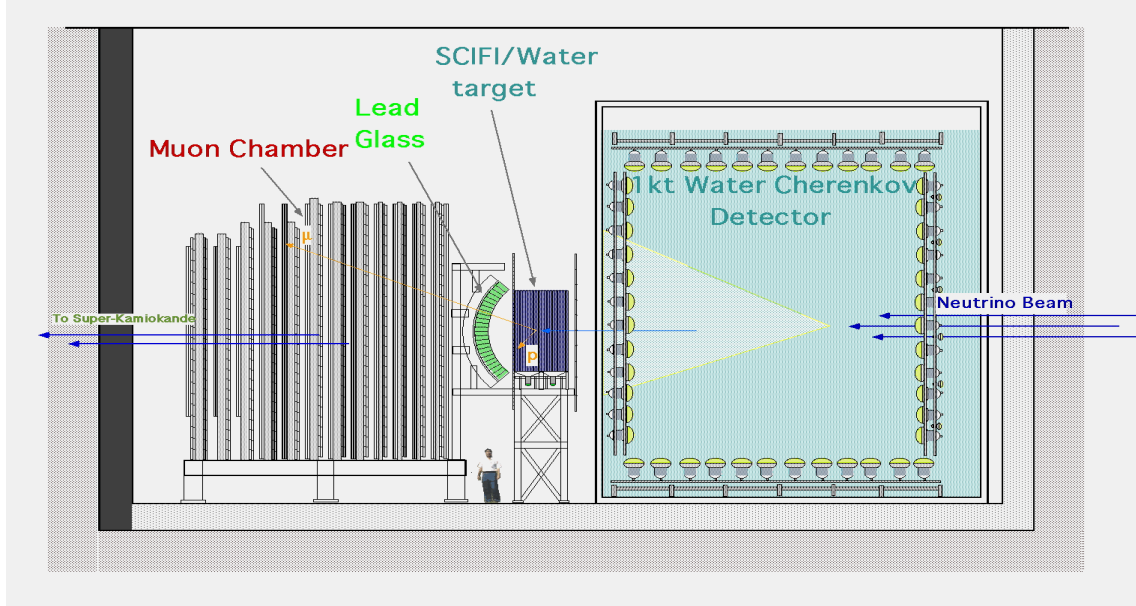


FIG. 2.16 – Représentation du détecteur proche (à KEK) de l'expérience K2K.

$$N_{SK}^{attendu} = N_{KEK}^{observe} \times R \times \frac{\epsilon_{SK}}{\epsilon_{KEK}} \times \frac{POT_{SK}}{POT_{KEK}}$$

où ϵ est l'efficacité de détection, POT (Proton On Target) sera compté pendant la durée de l'expérience et R est donné par la relation :

$$R = \frac{\int F_{SK}(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu N_{SK}^{cible}}{\int F_{KEK}(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu N_{KEK}^{cible}}$$

F est le flux de neutrinos, σ est la section efficace totale de diffusion des neutrinos sur l'eau et N est le nombre de nucléons dans la cible [31].

2.4. LES EXPÉRIENCES UTILISANT DES SOURCES ARTIFICIELLES DE NEUTRINOS

Les premiers résultats donnent 56 événements observés pour $80,6^{+7,3}_{-8,0}$ événements attendus [33], l'hypothèse de non oscillation est uniquement de 3%. Ces résultats favorisent l'hypothèse d'oscillation des neutrinos faite par Super-Kamiokande sur des neutrinos atmosphériques. La figure 2.17 montre les niveaux de confiance que l'on peut atteindre dans le canal d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ainsi que la zone trouvée par Super-Kamiokande pour 10^{20} POT (Protons On Target) et quatre ans et demi de prise de données.

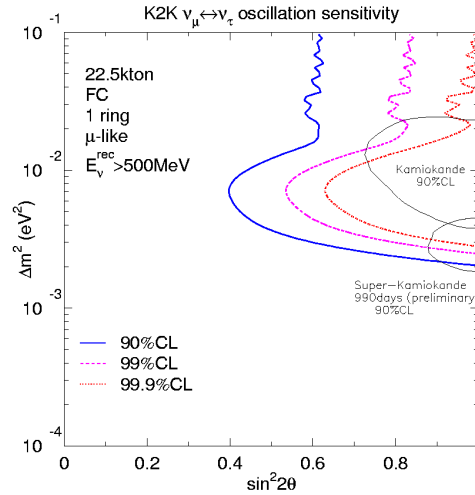


FIG. 2.17 – Courbes de niveaux de confiance pour l'expérience K2K dans le canal d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$.

Un projet de seconde génération de faisceau de neutrinos sur grande distance est par exemple le projet JHF-Kamioka [34]. Il s'agit d'un faisceau de neutrinos de haute intensité et de basse énergie (0,4 GeV à 1 GeV), produit à JHF (JAERI Japon), et détecté à Super-Kamiokande à 295 km. Dans un premier temps les mesures possibles sont les suivantes :

- détermination des valeurs de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ avec une précision de 10^{-4} eV² pour le Δm^2 et 0,01 pour le $\sin^2 2\theta$,
- une amélioration d'un facteur 20 de la sensibilité dans l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ en apparition,
- une confirmation de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ou la mise en évidence du neutrino stérile par étude des courants neutres.

Dans une seconde étape, après augmentation de la puissance du faisceau de protons de 0,75 MW à 4 MW et le remplacement de Super-Kamiokande par Hyper-Kamiokande (1 Mt d'eau), il sera possible d'étudier la violation de CP. L'asymétrie induite par cette violation de CP peut atteindre 25%. Comme le faisceau est à basse énergie, l'effet de matière est alors négligeable. La première phase de ce projet est prévue pour 2007.

Les résultats des expériences plaident tous en faveur d'une disparition que l'on explique par un phénomène d'oscillation. Mais le résultat de l'apparition n'est toujours pas vu. Il y a donc nécessité de réaliser de nouvelles expériences, mais d'apparition et non de disparition.

Nécessité d'une autre étude : l'apparition du neutrino tau

Deux expériences (OPERA [4] et ICARUS [36]) participent au projet d'apparition de neutrinos tau sur un faisceau de neutrinos mu. Ces expériences ont lieu sur le faisceau CNGS [37] (décrit dans le chapitre suivant). Dans cette partie nous présenterons juste les techniques de détection du tau.

ICARUS repose sur la technologie des chambres à fils comme moyen de détection [38]. Le détecteur sera composé de très grandes TPC contenant de l'argon liquide. Il offre un trajectographe à 3 dimensions avec une bonne résolution spatiale et une bonne identification des particules. De plus grâce à la haute densité du liquide, une calorimétrie homogène et précise peut être atteinte [39]. Avec un bon système de lecture, il est possible d'obtenir des images à trois dimensions dans la chambre à fils. L'apparition du ν_τ sera étudiée par des considérations cinématiques.

L'autre expérience d'apparition sur le faisceau CNGS est OPERA. Cette expérience repose sur des considérations de topologie et la mise en évidence de l'oscillation des ν_μ en ν_τ se fera par la recherche des traces «coudées» caractéristiques de la désintégration du tau. Pour cela OPERA utilise la technique des émulsions déjà testée dans l'expérience CHORUS. Cette expérience ainsi que les techniques de recherche du tau sont décrites en détail dans les chapitres suivants.

2.4.4 Les usines de neutrinos

Le but ici est de disposer de faisceaux de plus haute intensité, mieux focalisés et dont la composition est parfaitement maîtrisée [40]. Ces neutrinos seraient produits par désintégration de muons stockés dans des anneaux («muon storage rings»). Ils pourront de cette sorte produire un faisceau composé à 50% de ν_μ et à 50% de $\bar{\nu}_e$, après désintégration de μ^- , ou un faisceau composé à 50% de $\bar{\nu}_\mu$ et à 50% de ν_e , après désintégration de μ^+ .

L'anneau dans lequel circulent les muons a une forme de huit renversé et aplati. Cette anneau présente deux sections droites qui déterminent les deux directions privilégiées de détection. Ce système permet de placer deux détecteurs dans des directions différentes, typiquement un détecteur à 3000 km et un détecteur à 7000 km. Le détecteur devra pouvoir déterminer la saveur du neutrino interagissant par identification de la nature et de la charge du lepton produit.

Les études qui peuvent être réalisées avec des usines de neutrinos sont les suivantes [41] :

1. Mesurer toutes les probabilités d'oscillation $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x)$ et $P(\nu_e \rightarrow \nu_x)$ en fonction de L/E ainsi que leurs sommes. La mesure de la somme des probabilités d'oscillation de ν_e n'est possible qu'avec des usines à neutrinos alors que celle des probabilités de ν_μ est aussi possible avec des faisceaux longue distance mais est moins précise.
2. Mesurer ou mettre des limites sur θ_{13} (angle de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$).
3. Déterminer la hiérarchie des masses en mesurant le signe de Δm_{13}^2 dans le canal $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.
4. Mesurer les effets de matière pour confirmer l'effet MSW.
5. Mesurer ou mettre des limites sur la violation de CP (phase δ de la matrice MNS).

Les deux premiers points constituent le programme minimal de ce projet. Les points 3 et 4 sont possibles si $\sin^2 2\theta_{13} \geq 0,01$ et le dernier point est possible si la solution solaire est la solution LMA (solution actuellement favorisée).

2.5 Bilan des expériences actuelles

Après avoir présenté les différentes expériences sur les neutrinos, nous résumons sur la figure 2.18 les zones autorisées pour les paramètres de l'oscillation.

Sur cette figure, sont représentées les différentes zones des neutrinos solaires ainsi que la zone obtenue par Super-Kamiokande pour les neutrinos atmosphériques. Les limites d'exclusion que l'on peut atteindre avec MiniBooNE, MINOS et K2K sont indiquées. La zone de LSND est reportée, même si la validation de ses résultats n'est pas encore acquise.

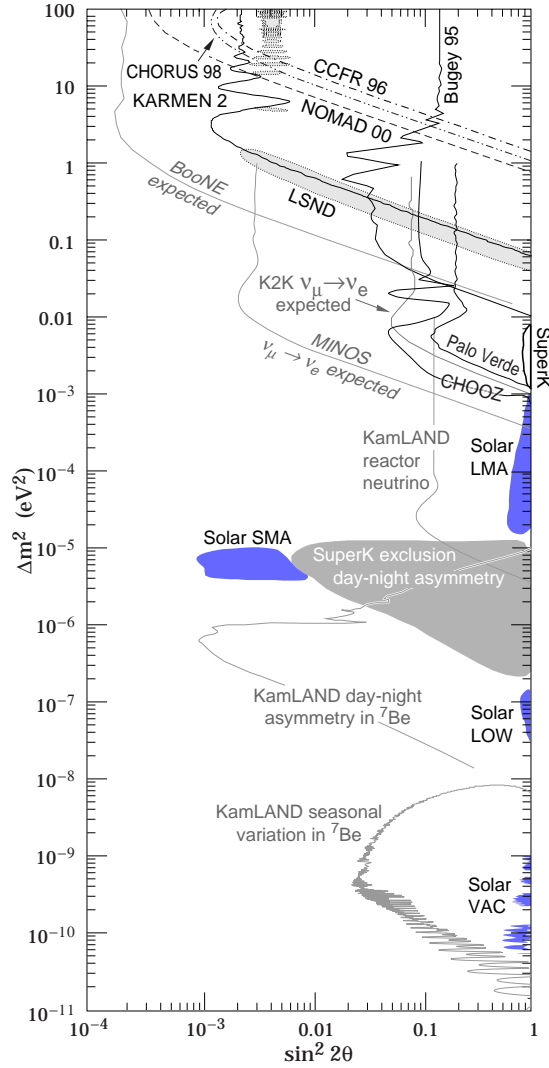


FIG. 2.18 – Bilan des expériences sur les oscillations de neutrinos. Les zones autorisées dans le plan Δm^2 - $\sin^2 2\theta$ ainsi que les limites sont indiquées.

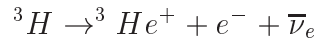
2.6 Les mesures directes de masse

Les expériences décrites précédemment appartiennent à ce que l'on appelle les expériences d'oscillation. Elles ne donnent pas une information directe sur la masse des neutrinos, mais des valeurs de Δm^2 . Il existe aussi des expériences qui permettent d'accéder directement à

une valeur de la masse des neutrinos. Les trois neutrinos légers ont donc une masse limite qui a été déterminée de cette manière.

2.6.1 Mesure de la masse du ν_e

Plusieurs expériences ont été dédiées à la recherche de la masse du neutrino électronique, en particulier l'expérience «Troitsk» [42] et l'expérience «Mainz» [43]. La mesure de la masse du ν_e se fait par l'étude du spectre de la désintégration du tritium dont la réaction est la suivante :



La différence dans le spectre de désintégration entre un neutrino massif ou non ne peut être remarquée que dans une région proche du point final de la désintégration β . En effet le nombre de désintégrations augmente très rapidement avant le point final. Il est proportionnel à $(E_0 - E)^2$. On peut voir sur la figure 2.19 le spectre de désintégration β du tritium. Sur la partie de droite, on remarque le zoom qui a été fait autour de la partie finale du spectre et la différence qu'il y a entre un spectre avec un neutrino de masse nulle ou non nulle [44].

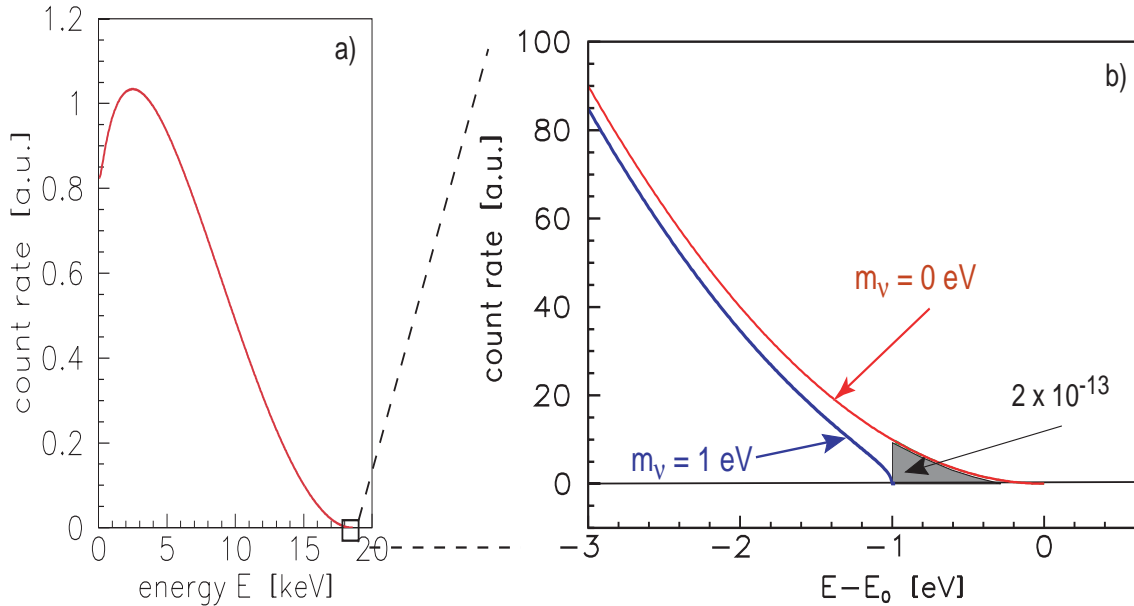


FIG. 2.19 – Figure de gauche, spectre de désintégration β du tritium. Figure de droite (a), zoom autour de la fin du spectre. On peut noter la différence des spectres entre un neutrino de masse nulle et un neutrino massif (b).

Les mesures actuelles de la masse du neutrino électronique donnent $m_{\nu_e} \leq 2,2 \text{ eV}$ à 95% de niveau de confiance.

2.6.2 Mesure de la masse du ν_μ

La masse du ν_μ peut être estimée par une analyse cinématique de la réaction $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Le π^+ est au repos et sa décroissance est en deux corps, ce qui permet d'écrire simplement : $m_\nu^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2.m_\pi.(p_\mu^2 + m_\mu^2)^{1/2}$. Des mesures précises de p_μ et une bonne

connaissance des masses m_μ et m_π permettent d'accéder à la masse du neutrino muonique. Les mesures actuelles de la masse du neutrino muonique donnent $m_{\nu_\mu} \leq 190$ keV [45] à 95% de niveau de confiance.

2.6.3 Mesure de la masse du ν_τ

Les neutrinos tau utilisés pour mesurer leur masse sont les produits de la désintégration des tau produits en paires dans les réactions d'annihilation e^+e^- au près des collisionneurs [46]. La résonance $\Upsilon(4S)$ a été utilisée par les expériences ARGUS et CLEO, et les expériences ALEPH et OPAL (LEP) ont utilisé la désintégration du Z^0 en $\tau^+\tau^-$. Les événements étudiés peuvent contenir 1, 3 ou 5 particules chargées. L'étude de ces événements ainsi qu'une mesure des impulsions sortantes permettent d'accéder à une limite sur la masse du neutrino tau. Les limites actuelles sont $m_{\nu_\tau} \leq 18,2$ MeV à 95% de niveau de confiance [44].

Le tableau 2.1 résume les limites sur les masses actuelles des trois saveurs de neutrinos légers.

neutrino	masse
ν_e	$\leq 2,2$ eV
ν_μ	≤ 190 keV
ν_τ	$\leq 18,2$ MeV

TAB. 2.1 – *Limites sur la masse des neutrinos.*

2.6.4 Compatibilité des limites sur les masses avec les contraintes cosmologiques

Une des grandes énigmes de la cosmologie est le problème de la masse manquante de l'univers. La masse est supposée être la seule source du champ gravitationnel et celui-ci le seul responsable du mouvement des galaxies dans l'espace. En mesurant les vitesses de rotation des galaxies spirales sur elles-mêmes, on en déduit l'intensité du champ gravitationnel ainsi créé et donc la masse nécessaire pour engendrer un tel champ. Or l'observation de toutes les étoiles lumineuses ne permet pas de retrouver cette masse. Pour expliquer ce phénomène, la notion de matière noire a été introduite et des neutrinos massifs seraient de bons candidats pour cette matière "cachée" car ils ont été produits en très grand nombre au moment du Big-Bang (1 milliard de neutrinos par baryon) [44]. On obtient alors pour la masse du neutrino :

$$m_\nu = 92 \frac{\rho_\nu}{\rho_c} h^2$$

avec ρ_ν la densité de neutrinos, ρ_c la densité critique de l'univers et h la constante de Hubble. Les limites obtenues sont peu précises car la constante de Hubble est très mal connue.

L'étude des courbes de vitesse de rotation des galaxies ainsi que l'analyse de la formation des structures de l'univers ont permis d'introduire un nouveau modèle, le Λ CDM (Hot Cold Dark Matter). Ce modèle conduit à des neutrinos massifs de l'ordre de 2 eV² et résoudrait le problème de la masse manquante de l'univers à hauteur de 20%.

²ou à des WIMPS, Weakly Interacting Massive ParticleS

Pour être dans une zone utile à la cosmologie, il faut que l'on ait la relation : $\Sigma m_\nu < 8$ eV. Les limites actuelles sont beaucoup plus élevées et cela vient d'une résolution et d'une sensibilité trop faible des expériences de mesure directe.

Bibliographie

- [1] M. Spiro *et al.*, cours à l'Ecole de Gif, ISN Grenoble, 13-17 septembre 1999.
- [2] R. Davis Jr. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1968).
- [3] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77, 1683 (1996).
- [4] S. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 5631 (2001).
- [5] W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. B 447, 127 (1999).
- [6] J. N. Adburashitov *et al.*, Phys. Rev. C 60, 055801 (1999).
- [7] J. N. Bahcall, Phys. Rev. D 58 (096016).
- [8] Q.R. Ahmad A. *et al.*, nucl-ex/0204008. Hallin *et al.*, neutrino 2002, Munich 24-30 mai 2002.
- [9] <http://www.sno.phy.queensu.ca/>
- [10] T. Kajita *et al.*, ICRR-report-463-2000-7, ISSN 1340-3745, soumis à Review of Modern Physics.
- [11] D. Casper *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66, 2531 (1991).
- [12] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B 335, 237 (1994).
- [13] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [14] K. Daum *et al.*, Z. Phys. C 66, 417 (1995).
- [15] T. Kafka, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 87, 186 (2000).
- [16] M. Aglietta *et al.*, Europhys. Lett 8, 611 (1989).
- [17] A. Ereditato *et al.*, Accelerator Studies of Neutrino Oscillations, soumis à La Rivista del Nuovo Cimento.
- [18] H. Sobel, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 127-133.
- [19] T. Toshito, hep-ex/0105023, XXXVI Rencontres de Moriond, 10-17 mars 2001.
- [20] C. Bemporad *et al.*, soumis à Review of Modern Physics, hep-ph/0107277.
- [21] M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B 466, 415 (1999).
- [22] G. Gratta, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 85(2000) 72-77, hep-ex/9905011.
- [23] H ; Murayama *et al.*, Phys. Rev. D 65, 013012 (2002).
- [24] F. Bohem, publié dans Current Aspects of Neutrino Physics, nucl-ex/0005002.
- [25] L. Ludovici, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 177-183.
- [26] M. Mezzetto, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 184-190.
- [27] G. B. Mills, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 198-202.

- [28] O. Bazarko, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 210-215.
- [29] S. G. Wojciki, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 216-222.
- [30] P.G. Harris, NuMI-L-726.
- [31] K. Nakamura, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 203-209.
- [32] S.H. Ahn *et al*, Phys. Lett. B 511(2001) 178-184, hep-ex/0103001.
- [33] I. Ichikawa, XXXVII Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories, Les arcs, 9-16 mars 2002.
- [34] Y.Ytov *et al*, hep-ex/0106019, KEK report 2001-4, ICRR-Report-477-2001-7, TRI-PP-01-05.
- [35] M.Guler *et al*, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, 10 juillet 2000.
- [36] P. Arneodo *et al.*, LNGS-P28/2001, ICARUS-TM/2001-03, 1^{er} mars 2001.
- [37] G. Acquistapace *et al.*, CERN 98-02, INFN/AE-98/05, 19 mai 1998.
- [38] A. Rubbia, Les Houches Euroconference on Neutrino Masses and Mixings, 18-22 juin 2001.
- [39] A. Rubbia, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 223-229.
- [40] D. Cline *et al.*, hep-ex/0108041, FNAL-CONF-01/226-E.
- [41] S. Katsanevas, présentation de Stavros Katsanevas.
<http://nfwg.home.cern.ch/nfwg/nufactwg/nufactwg.html>
- [42] V. M. Lobashev *et al.*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 280-286.
- [43] J. Bonn, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 273-279.
- [44] A. Osipowicz, Lettre d'Intention, Katrin, hep-ex/0109033.
- [45] K. Zuber, Physics Report, 305(1998), 295-364.
- [46] J.M. Roney, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 91 (2001), 287-292.

Chapitre 3

Les caractéristiques du faisceau CNGS

Afin d'étudier l'apparition de neutrinos tau, il est nécessaire de disposer d'un faisceau dont on connaît la composition ainsi que l'énergie des trois saveurs. Ce faisceau de ν_μ devra avoir une énergie moyenne permettant de détecter un nombre suffisant de ν_τ produits par oscillation [1]. La première partie sera dédiée à la description générale du faisceau CNGS. Les étapes de la « fabrication » d'un faisceau de neutrinos seront décrites dans la seconde partie. Pour finir les caractéristiques spécifiques du faisceau seront indiquées.

3.1 Le faisceau CNGS

Le faisceau CNGS (CERN Neutrino to Gran-Sasso) sera créé au CERN (Suisse) et dirigé sur le Gran-Sasso en Italie à une distance de 732 km [2]. Ce faisceau sera composé principalement de ν_μ . L'énergie moyenne du faisceau sera d'environ 17 GeV. Les neutrinos interagissant très peu avec la matière, le faisceau va traverser la terre sans être atténué. La figure 3.1 montre le chemin suivi par le faisceau entre le CERN et le Gran-Sasso. Au plus profond de son trajet, le faisceau passera à 11,4 km en dessous de la surface du sol, à cause de la sphéricité de la Terre. C'est aussi pour cela qu'il y aura un angle d'environ 3 degrés entre l'axe du faisceau et la surface horizontale au Gran-Sasso.

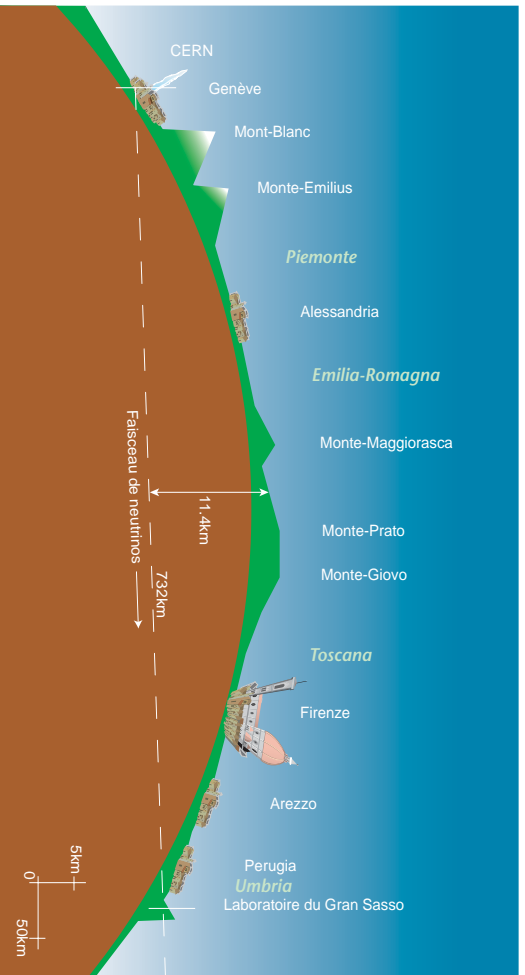


FIG. 3.1 – Coupe transversale de la Terre le long du chemin suivi par le faisceau.

3.2 Comment fabriquer un faisceau de neutrinos ?

La fabrication d'un faisceau nécessite de passer par 3 étapes successives [4] :

- un flux de protons primaires de haute énergie est fabriqué par des accélérateurs de protons. Ces protons vont interagir avec une cible de haute densité.
- Un faisceau secondaire qui contient essentiellement des pions et des kaons est créé. Ces pions et kaons vont par des systèmes magnétiques être dirigés dans un tunnel de désintégration. Ces particules en se désintégrant vont donner naissance au faisceau de neutrinos. Le tunnel doit pointer vers le détecteur pour que les neutrinos aient la bonne direction.
- Le faisceau va passer dans un matériel absorbant pour arrêter toutes les particules autres que les neutrinos. Un détecteur de muons est aussi placé derrière l'absorbeur afin d'obtenir des informations sur le faisceau.

La figure 3.2 montre les différentes étapes décrites ci-dessus.

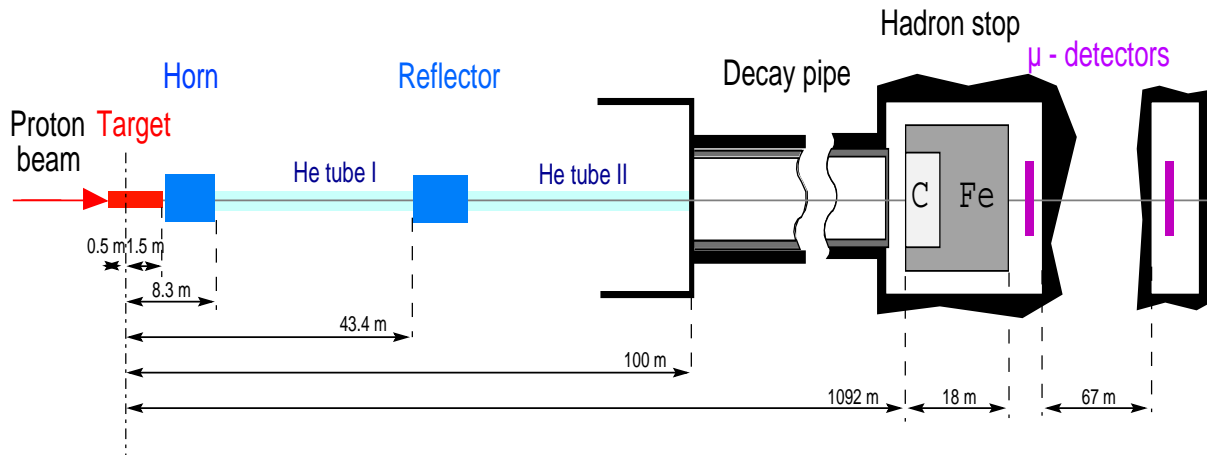


FIG. 3.2 – Vue schématique des différentes étapes permettant de fabriquer un faisceau de neutrinos.

3.2.1 Le faisceau de protons primaires et la cible

Le point de départ d'un faisceau de neutrinos est un faisceau de protons. Dans le cadre du projet OPERA ce faisceau sera produit par les différents accélérateurs de protons du CERN. La figure 3.3 montre les différents accélérateurs utilisés par le CNGS.

Le Linac fournit des protons de 50 MeV au Booster qui les accélère à 1,4 GeV avant de les transférer au PS. Dans le PS les protons atteignent une énergie de 14 GeV et sont ensuite transférés au SPS. Dans le SPS les protons atteignent une énergie de 400 GeV à laquelle ils vont être extraits du SPS et dirigés par une ligne spéciale vers la cible de carbone. La distance entre le SPS et la partie dédiée du CNGS est de 830 mètres. Les protons seront extraits du SPS en 2 pulses de $10,5 \mu\text{s}$ chacun espacés de 50 ms. La figure 3.4 montre un cycle du SPS avec l'extraction rapide (FE). Le faisceau de protons a un diamètre inférieur à 2 mm [2].

Dans le SPS on peut atteindre une intensité de $4,8 \times 10^{13}$ protons par cycle. On peut espérer $2,4 \times 10^{13}$ protons par extraction. En supposant une efficacité totale de 55% et un temps de fonctionnement de 200 jours par an, dans un mode partagé le CNGS devrait

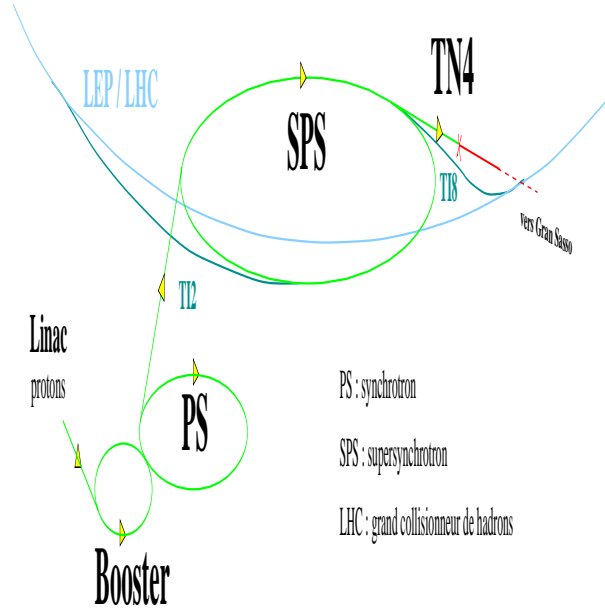


FIG. 3.3 – Les accélérateurs de protons utilisés par le projet CNGS.

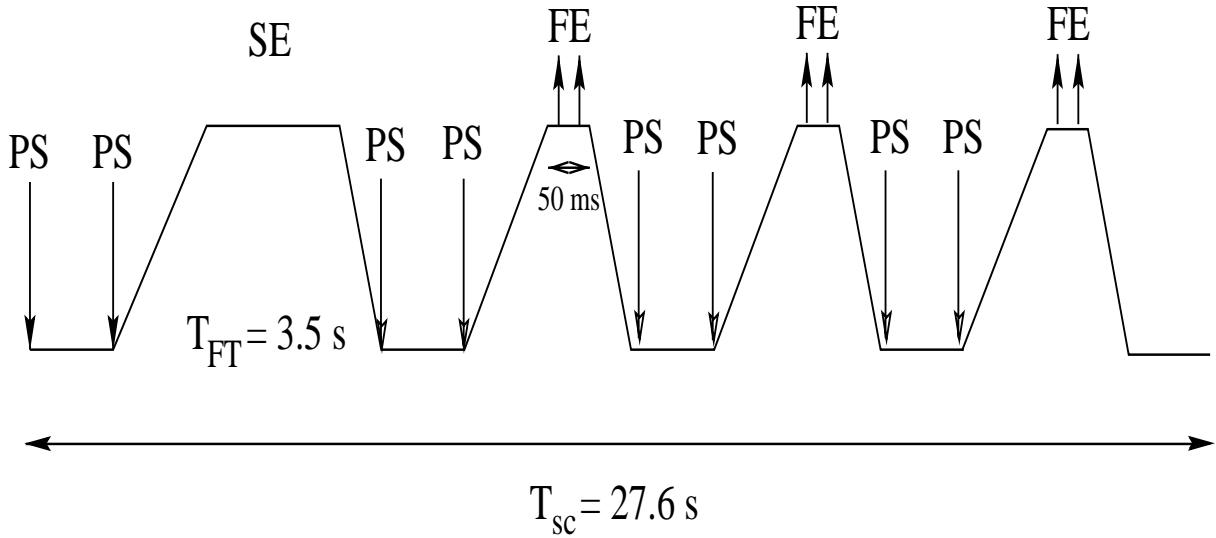


FIG. 3.4 – Schéma représentant un cycle du SPS avec les deux extractions rapides (FE) pour le CNGS.

disposer de $4,5 \times 10^{19}$ protons par an sur la cible. Des études sont encore en cours dans le but d'augmenter le nombre de protons délivré par le SPS [3], ainsi qu'une utilisation privée du SPS. Dans une utilisation privée du SPS, les protons fabriqués par le SPS sont tous pour le CNGS. Dans une utilisation partagée, une partie de ces protons est utilisée par le LHC ou d'autres expériences auprès du SPS.

La cible sera composée de petits cylindres de graphite. La taille de la cible a été optimisée afin de fournir autant de particules secondaires que possible. Sa longueur est de 3 longueurs d'interaction et ainsi 95% des protons pourront interagir. En contre-partie cette cible devra encaisser beaucoup de chocs et d'énergie dûs aux interactions des protons, elle sera donc refroidie à l'hélium gazeux. Les particules produites par l'interaction des protons avec la cible

vont former le faisceau secondaire et ces particules vont engendrer le faisceau de neutrinos. Ce faisceau est composé de pions et de kaons dans le rapport de 10 pour 1.

3.2.2 Le faisceau secondaire et le tunnel de désintégration

Les particules chargées produites par la cible, principalement des pions et des kaons, vont passer à travers un système composé de plusieurs aimants afin de focaliser les particules positives (qui en se désintégrant donnent un lepton chargé positivement et un neutrino) et de défocaliser les particules négatives (qui en se désintégrant donnent un lepton chargé négativement et un anti-neutrino non désiré). La figure 3.5 montre ce système de focalisation.

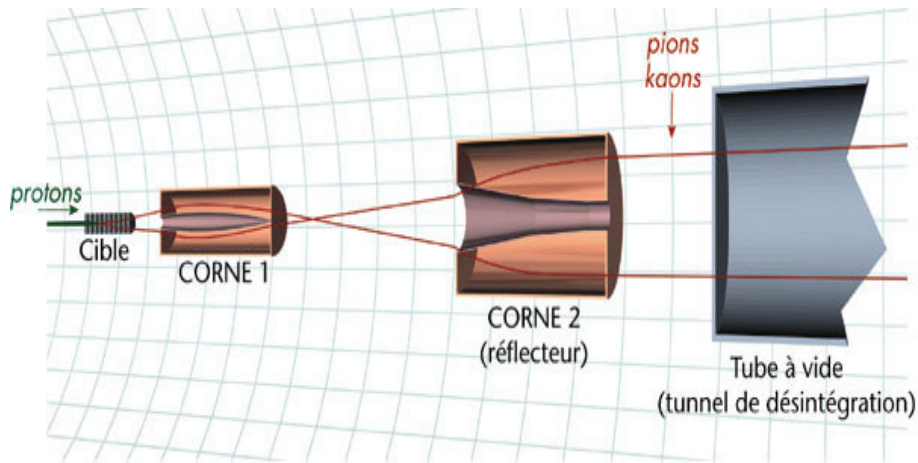


FIG. 3.5 – Système permettant de sélectionner la bonne nature des particules.

Le but est de rendre le faisceau de pions et kaons aussi parallèle que possible. C'est pour cela qu'il est indispensable d'utiliser deux éléments. Chaque système aimanté est appelé une corne. C'est un système dans lequel règne un champ magnétique toroidal. La partie interne du système a une forme «spéciale» qui permet aux particules arrivant avec de petits angles de ne jamais croiser de champ magnétique et donc de ne pas être déviées. Les particules arrivant à de plus grands angles vont elles subir le champ magnétique et ainsi être déviées pour former un faisceau rectiligne. Le principe de fonctionnement d'une corne est représenté sur la figure 3.6.

Le courant est de 150 kA dans la première corne et 180 kA dans la deuxième corne [5]. La première corne va trop courber les particules en dessous de 35 GeV et pas assez les particules au dessus de 35 GeV. La seconde corne, appelée réfecteur va corriger la déviation et ainsi un maximum de pions et kaons seront dans l'axe du Gran-Sasso. La distance entre les deux cornes est d'environ 44 mètres. Pour minimiser les interactions des particules, des tubes remplis d'hélium sont placés entre les deux cornes et entre la deuxième corne et le tunnel de désintégration [5].

Les pions et les kaons étant des particules instables, elles vont se désintégrer pour donner le faisceau de ν_μ . La taille du tunnel de désintégration va donc dépendre des contraintes imposées par les pions et kaons. Le libre parcours moyen avant désintégration est de 55 mètres par GeV pour les pions et de 7,5 mètres par GeV pour les kaons. La longueur typique de désintégration de pions de 40 GeV sera donc de 2,2 km. Un tunnel de 1000 mètres de long et de 2,45 mètres de diamètre où règne le vide va donc permettre aux particules de se

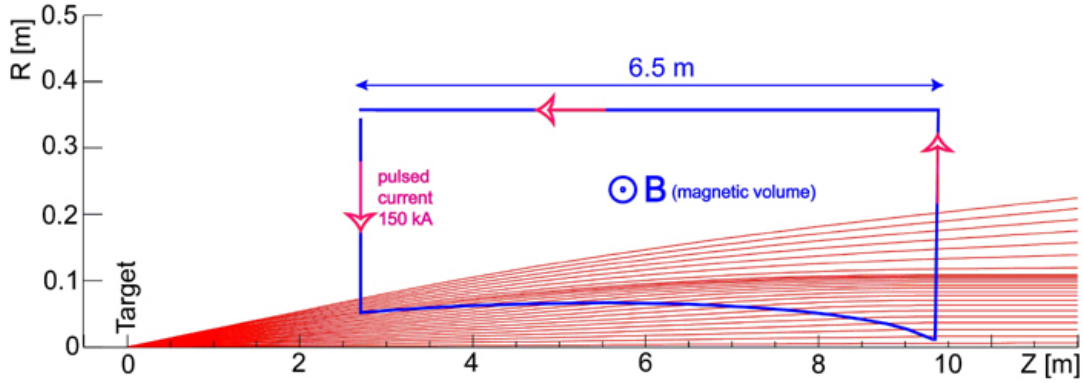


FIG. 3.6 – Vue schématique du principe de fonctionnement d'une corne.

désintégrer. La taille du tunnel est un compromis entre le nombre de neutrinos souhaités et le coût du tunnel. Plus un tunnel sera long et plus il devra être large.

Les neutrinos sont donc issus de la désintégration de ces pions et kaons et leurs caractéristiques dépendent de celles des particules mères. Un ν_μ issu de la désintégration d'un pion emportera au maximum 43% de l'énergie de celui-ci. La désintégration à deux corps des kaons peut donner des neutrinos ayant jusqu'à 96% de l'énergie de la particule dont ils sont issus¹.

3.2.3 Le stoppeur de hadrons et le détecteur de muons

À la fin du tunnel de désintégration se trouve un stoppeur de hadrons. Le but de celui-ci est d'arrêter tous les protons qui n'ont pas interagi dans la cible ainsi que les pions et kaons qui ne se sont pas désintégrés. La quantité d'énergie à absorber est assez importante, c'est pour cela qu'il sera composé de 3 mètres de graphite suivi de 15 mètres de fer. L'ensemble sera refroidi par un système d'eau. Les muons restants seront absorbés par la roche autour du stoppeur de hadrons et au bout de 1 km il ne devrait pas subsister de muons.

Le dernier élément de la chaîne de production est un détecteur de muons. Celui-ci n'est pas directement nécessaire pour fabriquer le faisceau de neutrinos. Mais comme les muons ont les mêmes parents que les neutrinos (pions et kaons), ils donnent des informations sur les paramètres du faisceau. Deux stations sont prévues, une juste après le stoppeur de hadrons et une autre 67 mètres plus loin. La figure 3.7 montre la distribution radiale des muons dans le premier détecteur et après avoir traversé 67 mètres de roche [6].

3.2.4 Erreurs possibles sur l'alignement

L'effet pour le nombre de ν_τ au Gran-Sasso d'un certain nombre d'erreurs d'alignement du faisceau avec le Gran-Sasso a été étudié [10].

Une erreur possible serait un déplacement latéral du faisceau de protons sur la cible. La position du faisceau sur la cible est supposée être connue à 0,1 mm près. Des simulations ont été réalisées où le faisceau était déplacé jusqu'à plus de 1,5 mm. Il faut un déplacement

¹La fraction d'énergie maximale emportée par le neutrino est proportionnelle à $(m_{\pi(K)}^2 - m_\mu^2) / m_{\pi(K)}^2$

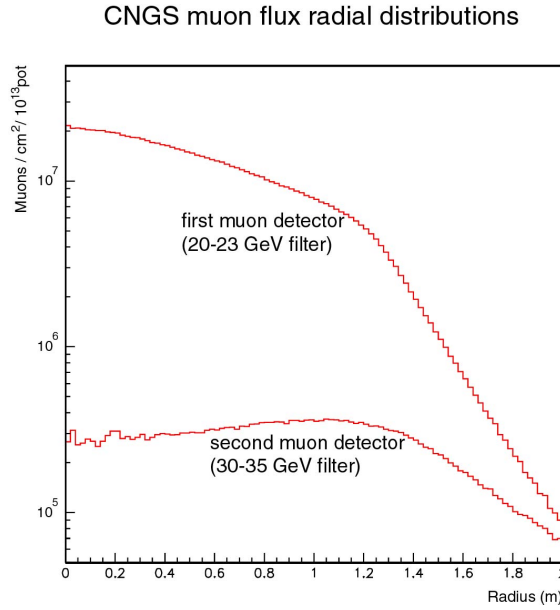


FIG. 3.7 – *Distribution radiale des muons dans les deux détecteurs.*

de plus de 1 mm du faisceau de protons sur la cible pour qu'il y ait un effet sur le nombre de neutrinos au Gran-Sasso.

L'effet d'un déplacement du faisceau de protons sur le point focal dans la cible a été simulé. Le faisceau est focalisé à 50 cm à l'intérieur de la cible. Le nombre de neutrinos n'est pas affecté même par une défocalisation de 1 mrad, ce qui est un cas hautement improbable.

La divergence du faisceau et sa largeur ont un effet nul pour le nombre de neutrinos. Ce nombre n'est pas modifié même si les deux paramètres précédents sont doublés.

Les deux cornes qui servent à focaliser les particules secondaires jouent un rôle important. Leurs positions sont connues à 0,1 mm. Un désalignement de celles-ci supérieur à 0,6 mm a un effet sur le nombre de neutrinos. Cet effet est alors supérieur à 3%.

Le faisceau de particules chargées doit être dirigé vers le Gran-Sasso. L'alignement des éléments du faisceau au CERN avec le Gran-Sasso est prévu être obtenu avec une précision meilleure que 0,05 mrad. Dans un très mauvais cas, si on se trompe de 0,5 mrad, ce qui fait 360 mètres au LNGS, le nombre de neutrinos sera réduit de 2,5%.

3.3 Les caractéristiques du faisceau

Les caractéristiques du faisceau qui sont présentées ici viennent du document [8] qui améliore le nombre de neutrinos issus d'oscillation par rapport au document initial du CNGS [2].

Le but de ce faisceau est de disposer de ν_μ dont le spectre en énergie permet le mieux d'avoir des oscillations vers le ν_τ . De plus il faut avoir un faisceau aussi pur que possible. Comme la détection se fait par courant chargé, il faut que le neutrino soit suffisamment énergétique pour produire un lepton τ . Le seuil de production est autour de 3,5 GeV et le rapport des sections efficaces σ_τ/σ_μ augmente légèrement avec l'énergie, un faisceau de plutôt haute énergie est donc préférable pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [11].

3.3.1 Largeur et énergie du faisceau

Le faisceau en arrivant au Gran-Sasso va avoir une largeur non négligeable. La figure 3.8 montre la distribution radiale du faisceau au Gran-Sasso. Pour des distances transverses variant entre 0 et 1 000 mètres de diamètre le nombre de ν_μ est relativement constant. Les cavernes du Gran-Sasso font 100 mètres de large. Après cette distance, la variation est très importante. Ceci implique que la direction du faisceau soit assurée avec une résolution au moins égale à 0,5 mrad [10].

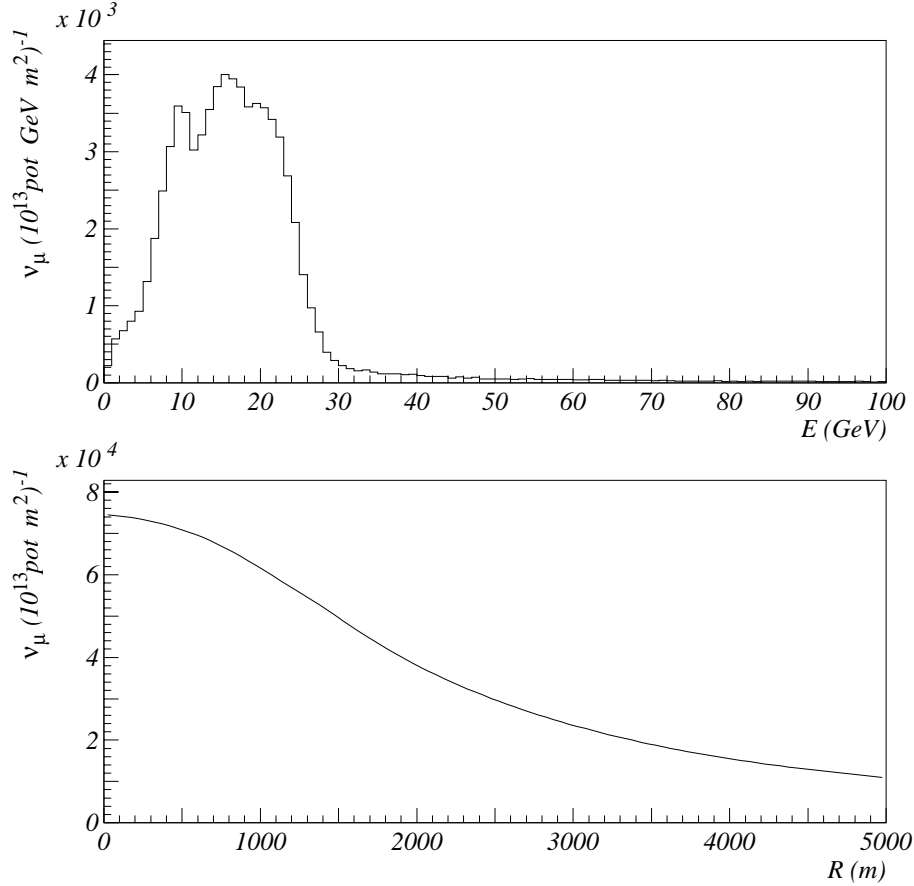


FIG. 3.8 – *Figure du haut : distribution en énergie des ν_μ au Gran-Sasso. Figure du bas : distribution radiale des ν_μ au Gran-Sasso à 732 km de la cible.*

Sur la figure 3.8, on remarque aussi que l'énergie des ν_μ est piquée sur 17 GeV. De plus le nombre de ν_μ pour des énergies supérieures à 30 GeV est pratiquement nul.

3.3.2 Conditions pour optimiser l'apparition des ν_τ

Le critère qui permet de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est le nombre d'interaction ν_τ courant chargé observable. La zone de Δm^2 où une telle oscillation est attendue est comprise entre 10^{-2} eV² et 10^{-3} eV² d'après les derniers résultats de Super-Kamiokande [9]. Le nombre de ν_τ courant chargé pour un faisceau de ν_μ est donné par la relation suivante ² :

²Les interactions courant chargé tiennent compte des contributions profondément inélastiques, quasi-élastiques et résonnantes.

$$R_\tau = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E) \times P_{osc}(E) \times \sigma_\tau(E) \times \epsilon(E) \times dE$$

avec A le nombre de nucléons dans le détecteur (OPERA), $\Phi_{\nu_\mu}(E)$ est le flux de ν_μ au Gran-Sasso, $\epsilon(E)$ représente l'efficacité de détection du tau, $\sigma_\tau(E)$ est la section efficace d'interaction du ν_τ et $P_{osc}(E)$ est la probabilité d'oscillation. Pour une oscillation à deux saveurs, elle est donnée par la relation :

$$P_{osc}(E) = \sin^2(2\theta) \sin^2(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E})$$

La section efficace des ν_τ peut être paramétrisée de la manière suivante :

$$\sigma_{\nu_\tau} = \sigma_0 \times E \times f_\tau(E)$$

avec $\sigma_0 = 0,67 \times 10^{-38} \text{cm}^2/\text{GeV}$ et f_τ une fonction paramétrisant la section efficace d'interaction du neutrino tau. L'évolution de cette fonction avec l'énergie est donnée sur la figure 3.9.

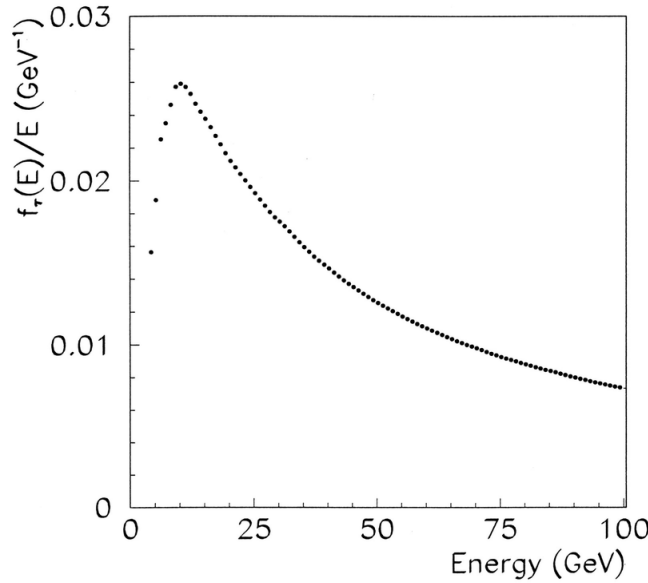


FIG. 3.9 – Evolution de la fonction f_τ/E avec l'énergie.

Si on a la condition $\Delta m^2 \times L/E \ll 1$ (ce qui est toujours le cas pour des petites valeurs des différences des carrés des masses), le nombre de tau est donné par la relation :

$$R_\tau = A \times \sin^2(2\theta) \times (1,27 \Delta m^2 L)^2 \times \sigma_0 \times \int \Phi_{\nu_\mu}(E) \times f_\tau(E) \times \epsilon(E) \times dE/E$$

Cette équation montre que [12] :

- le meilleur faisceau sera celui pour lequel l'intégrale est maximale. Cette maximisation ne dépend pas des valeurs de Δm^2 . Il ne faut pas uniquement maximiser le flux, mais celui-ci doit être maximal pour les mêmes valeurs que le rapport $f_\tau(E)/E$ (on fait abstraction de l'efficacité de détection du détecteur et de sa dépendance en énergie).

3.3. LES CARACTÉRISTIQUES DU FAISCEAU

- le nombre de ν_τ CC est proportionnel à $(\Delta m^2)^2$,
- la forme du spectre en énergie des ν_τ ne dépend pas de Δm^2 ,
- comme le flux $\Phi_{\nu_\mu}(E)$ varie en $1/L^2$, le nombre d'événement ν_τ CC ne dépend pas de L et le rapport signal sur bruit augmente en L^2 , dans l'approximation du développement de la probabilité d'oscillation.

Le tableau 3.1 montre le nombre de neutrinos ν_μ attendu au Gran-Sasso ainsi que le nombre d'événements ν_μ CC.

ν_μ (m^{-2}/pot)	$7,45 \times 10^{-9}$
ν_μ CC evts/pot/kton	$5,44 \times 10^{-17}$

TAB. 3.1 – Les valeurs nominales attendues au Gran-Sasso.

L'énergie des ν_μ est limitée autour de 30 GeV, car pour des valeurs supérieures, ces neutrinos risquent d'augmenter le bruit de fond, notamment en produisant des mésons charmés [1].

3.3.3 Composition du faisceau en autres saveurs

Le faisceau sera principalement un faisceau de ν_μ , mais il contiendra quelques saveurs parasites. Le tableau 3.2 montre le nombre d'événements des autres saveurs normalisé au nombre de ν_μ . Les erreurs statistiques sur le Monte-Carlo sont de 1% pour la composition en ν_μ du faisceau et un peu plus pour les autres saveurs [1].

Fraction des autres neutrinos dans le faisceau	
ν_e / ν_μ	0,8%
$\bar{\nu}_\mu / \nu_\mu$	2,0 %
$\bar{\nu}_e / \nu_\mu$	0,05 %

TAB. 3.2 – Contamination du faisceau par les autres saveurs de neutrinos.

La contamination principale du faisceau vient des $\bar{\nu}_\mu$. Ces particules sont issues de la désintégration des pions et kaons chargés négativement (et non positivement pour les ν_μ). La production de ces particules se fait au niveau des cornes après la cible et avant le tunnel de désintégration.

La figure 3.10 montre le flux attendu de ν_μ et les flux des autres saveurs de neutrinos.

3.3.4 Nombre d'événements ν_τ attendu

OPERA attend environ 32 000 interactions de neutrinos (toutes saveurs confondues et en considérant les courants neutres) en 5 ans et pour un détecteur d'environ 2 000 tonnes ; cela représente de l'ordre de 30 événements par jour en mode partagé pour le faisceau de protons. Le nombre attendu de ν_τ est indiqué dans le tableau 3.3 pour un mélange maximal $\sin^2(2\theta) = 1$ et pour quatre valeurs de Δm^2 [5].

La figure 3.11 montre la différence entre le spectre des événements courant chargé pour des neutrinos mu et pour des neutrinos tau. La différence entre les deux spectres vient de la probabilité d'oscillation des ν_μ vers les ν_τ . Le spectre des ν_τ est réduit à basse énergie pour une longueur donnée.

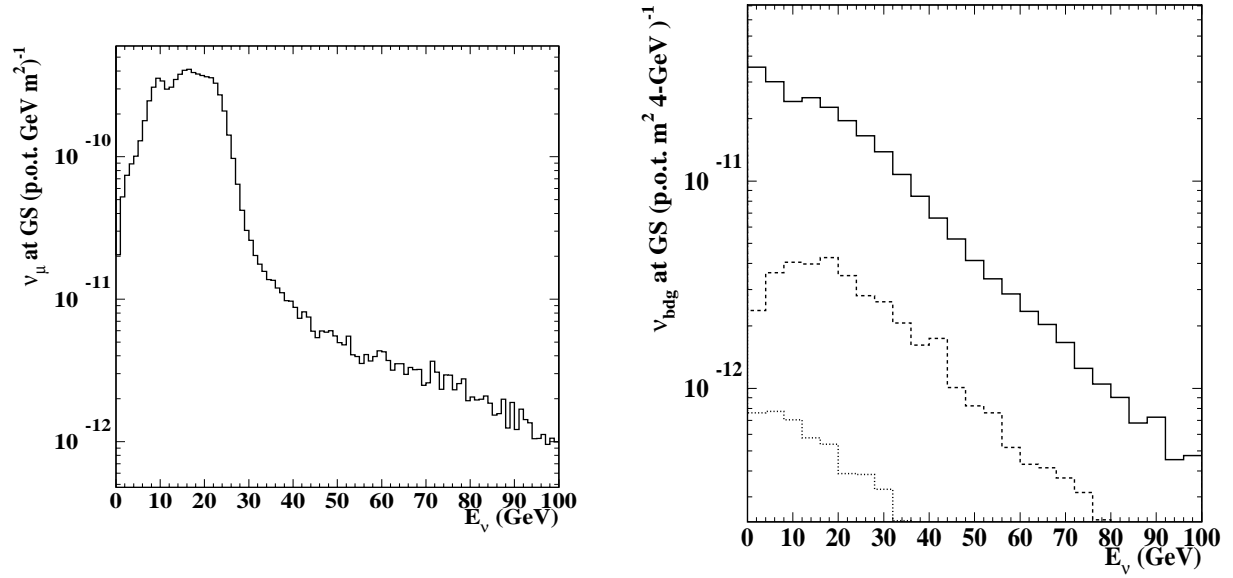


FIG. 3.10 – La figure de gauche représente le flux de ν_μ au Gran-Sasso et la figure de droite le flux des autres saveurs de neutrinos : les $\bar{\nu}_\mu$ en ligne continue, les ν_e en tirets et les $\bar{\nu}_e$ en pointillés.

Δm^2	interaction ν_τ courant chargé par kt et par an
$1 \times 10^{-3} eV^2$	2,53
$3 \times 10^{-3} eV^2$	22,5
$5 \times 10^{-3} eV^2$	60,5
$1 \times 10^{-2} eV^2$	212

TAB. 3.3 – Nombre d'interactions ν_τ courant chargé attendu au Gran-Sasso par kt et par an.

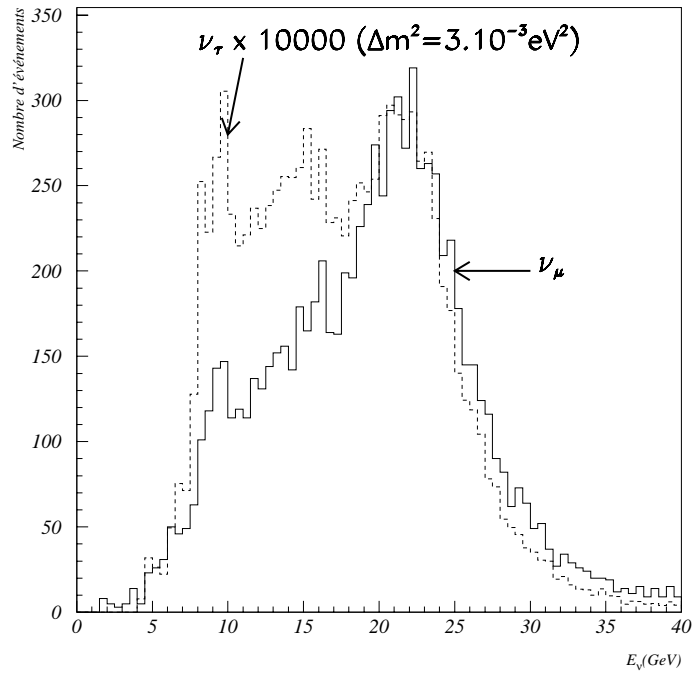


FIG. 3.11 – Comparaison des spectres ν_μ et ν_τ par interaction courant chargé pour $\Delta m^2 = 3.10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$.

Bibliographie

- [1] K. Elsener, CERN-SL-2000-018 EA.
- [2] G. Acquistapace *et al.*, CERN 98-02, INFN/AE-98/05, 19 mai 1998.
- [3] M. Guler *et al.*, experimental proposal, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, July 10, 2000.
- [4] M. Buhler-Broglin *et al.*, CERN AC Note (2000-03).
- [5] A.E. Ball *et al.*, SL-Note-2000-063 EA.
- [6] <http://proj-cnsgs.web.cern.ch/proj-cnsgs/>
- [7] T. Kellmann *et al.*, CERN/SPSC 2001-025, SPSC/M668, LNGS-EXP, 30/2001, add. 1/01.
- [8] R. Bailey *et al.*, CERN-SL/99-034/DI, INFN/AE-99/05.
- [9] Y. Totsuka, Les Houches Euroconference on Neutrino Masses and Mixings, 18-22 juin 2001.
- [10] A.E. Ball *et al.*, CERN-EP/2001-037, CERN-SL-2001-016 EA.
- [11] A. Eraditato *et al.*, OPERA 980722-01, ICARUS-TM-98/13.
- [12] L. Di Lella, note non publiée, 1 juillet 1998.

Chapitre 4

Le détecteur OPERA

Ce chapitre est dédié à la description du détecteur OPERA. (Oscillation Project with Emulsion τ -Racking Apparatus). Ce détecteur qui sera installé au Gran-Sasso, devra détecter les oscillations des neutrinos mu en neutrinos tau. Pour cela il est optimisé afin de mettre en évidence les tau.

La première partie de ce chapitre donne quelques informations et caractéristiques du laboratoire souterrain du Gran-Sasso. Dans la deuxième partie, je décrirai le détecteur dans son ensemble. La troisième partie sera consacrée à la description de la cible et des briques, ainsi que du trajectographe. La quatrième partie décrira le spectromètre. La cinquième partie sera consacrée au système de veto et la sixième partie aux supports du détecteur. La dernière partie abordera les problèmes de traitement des émulsions, développement et scanning.

4.1 Le laboratoire souterrain du Gran-Sasso

Le laboratoire souterrain du Gran-Sasso est situé à 120 km au sud-est de Rome en Italie. Il s'agit de trois galeries qui sont l'endroit idéal pour réaliser une expérience de neutrinos car les 1400 mètres de roche protègent les expériences des rayons cosmiques et en particulier des muons [2]. Le bruit de fond en est ainsi réduit. Le nombre moyen de muons à la surface de la Terre est d'environ $100 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et dans les cavernes il est de $1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et uniquement ceux dont l'énergie est supérieure à 2 TeV peuvent atteindre les cavernes [1]. Les galeries sont orientées dans la direction du CERN qui est à 732 km en ligne droite. La figure 4.1 montre la disposition des trois cavernes du LNGS [3].

Le détecteur OPERA sera installé dans la galerie C qui est la galerie la plus large du Gran-Sasso.

4.2 Description générale du détecteur OPERA

L'élément central du détecteur est constitué de briques qui contiennent les feuilles d'émulsion qui pourront indiquer la présence éventuelle d'un tau. Dans sa configuration de base, le détecteur sera composé de trois super modules, chacun comprenant 24 modules (plans de briques et de trajectographe) ainsi qu'un spectromètre à muons¹. Des études ont aussi été menées sur un détecteur avec un seul super module (72 murs et un spectromètre) ou

¹Une décision récente de la collaboration est de ne construire que deux super modules de 31 murs chacun.

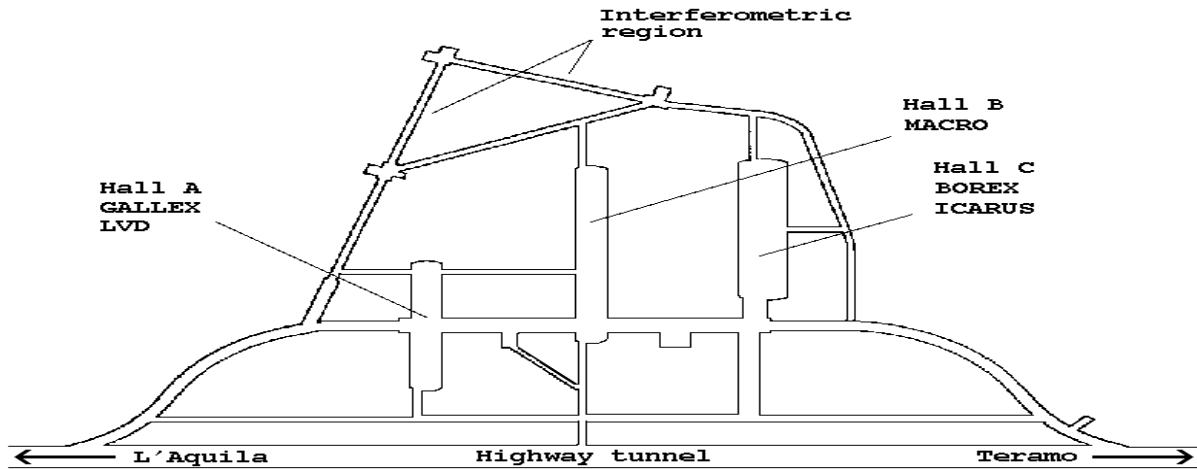


FIG. 4.1 – Schéma montrant les trois cavernes du LNGS.

deux super modules (36 murs chacun et deux spectromètres). Ces deux dernières options permettent une moins bonne identification du muon avec le spectromètre et ce dernier joue aussi un rôle de support mécanique important qui n'est plus assuré dans les deux options à 1 super module ou à deux super modules.

La figure 4.2 montre une vue d'ensemble du détecteur dans sa configuration finale avec les trois super modules. Le détecteur global fera environ 30 mètres de long, et dans sa plus grande section (au niveau du spectromètre) 10 mètres de côté. Le poids total du détecteur (trajectographe + cible + spectromètre) sera d'environ 5 000 tonnes.

4.3 La cible et le trajectographe

Comme on l'a vu précédemment le détecteur OPERA sera un détecteur modulaire. Dans chaque module se retrouvent les mêmes éléments, une cible composée de murs de briques et des plans de détecteurs électroniques servant à localiser ces briques. Cet ensemble est suivi d'un spectromètre à muons.

4.3.1 Les murs de briques

L'élément de base d'OPERA est une brique ECC (Emulsion Cloud Chamber) dont la section est de $10,2 \times 12,7 \text{ cm}^2$ et l'épaisseur est de 7,5 cm. Le poids d'une telle brique est d'environ 8,3 kg. Il existe plusieurs contraintes sur la taille des briques [4] :

- une brique ne doit représenter qu'une faible fraction du poids total d'un super module car, les briques étant retirées, elles ne doivent pas enlever trop de masse au détecteur,
- une brique doit pouvoir être manipulée par des robots, donc ne pas être trop lourde,
- la dimension transverse des briques doit être suffisante pour limiter l'incertitude sur la position du vertex,
- les effets de bord sont réduits avec une section plus grande pour la brique.

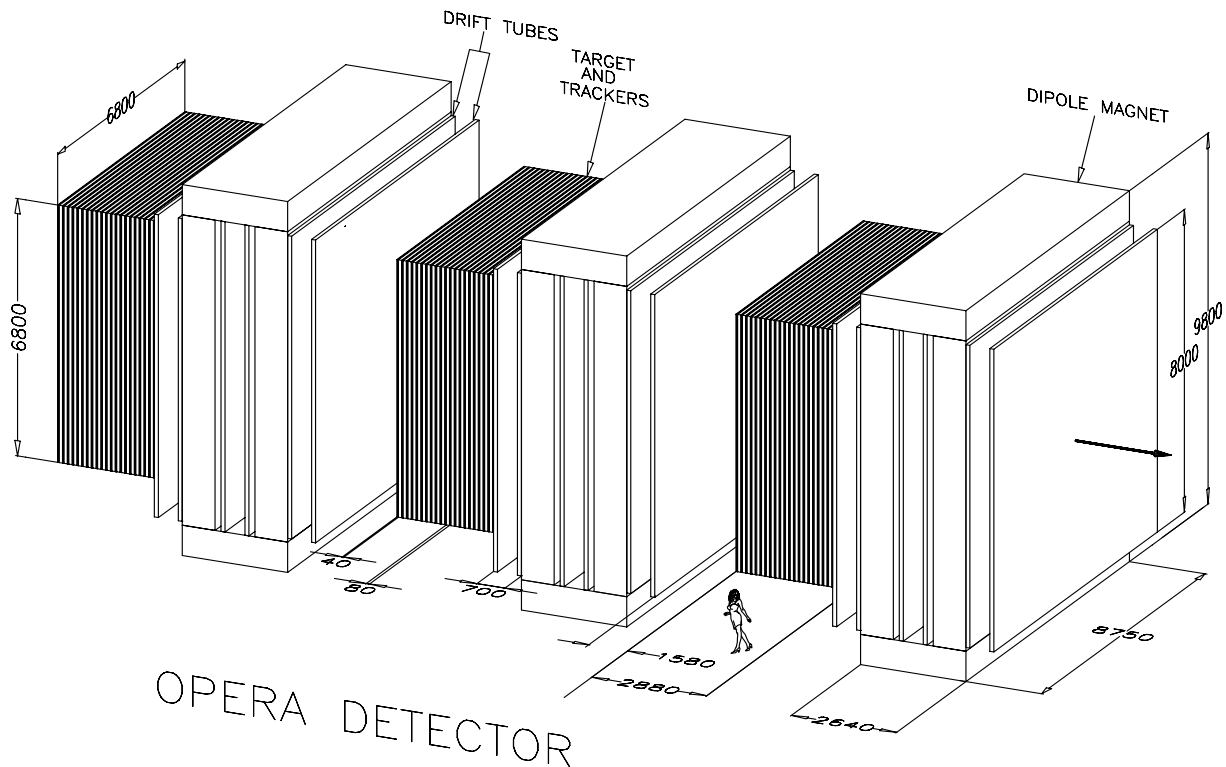


FIG. 4.2 – Vue générale du détecteur OPERA.

La figure 4.3 est une photographie d'une brique avec son emballage.

Une brique est un assemblage de feuilles de plomb et d'émulsions photographiques réalisé de la manière suivante, dans le sens du faisceau (voir figure 4.4) :

- En premier sont placées une feuille d'émulsion ($50\ \mu\text{m}$), une base plastique ($200\ \mu\text{m}$) et une nouvelle feuille d'émulsion puis une feuille de plomb ($1\ \text{mm}$), cet ensemble est répété 56 fois. La figure 4.5 montre le détail d'une cellule ainsi que la trajectoire que va faire un neutrino tau dans celle-ci. Un neutrino tau va interagir par courant chargé dans le plomb et donner naissance à un lepton tau qui va se désintégrer en formant un coude caractéristique («kink»). Le parcours moyen d'un tau de $10\ \text{GeV}$ est de $500\ \mu\text{m}$. On distingue les désintégrations courtes («short decay») quand elles se produisent dans la base plastique ou dans la feuille de plomb où a interagit le neutrino, et les désintégrations longues («long decay») dans les autres cas. La mise en évidence de ce coude par reconstruction des traces dans les émulsions permet de signer l'oscillation des neutrinos.
- La brique se termine par une feuille d'émulsion ($50\ \mu\text{m}$), une base plastique ($2\ \text{mm}$) et une nouvelle feuille d'émulsion ($50\ \mu\text{m}$), ce système est appelé «Special Sheet». Ces dernières feuilles d'émulsion seront entièrement scannées et ainsi une zone plus petite, où se trouvent les traces, sera scannée sur les autres feuilles.
- Pour finir à l'extérieur de la brique (mais collée sur celle-ci), se trouve une feuille supplémentaire («Changeable Sheet») qui sera la première scannée (avant développement de la brique) et indiquera si cette brique a été touchée par des particules allant vers l'avant ou vers l'arrière et donc si cette brique est bien celle où a eu lieu l'interaction du neutrino.

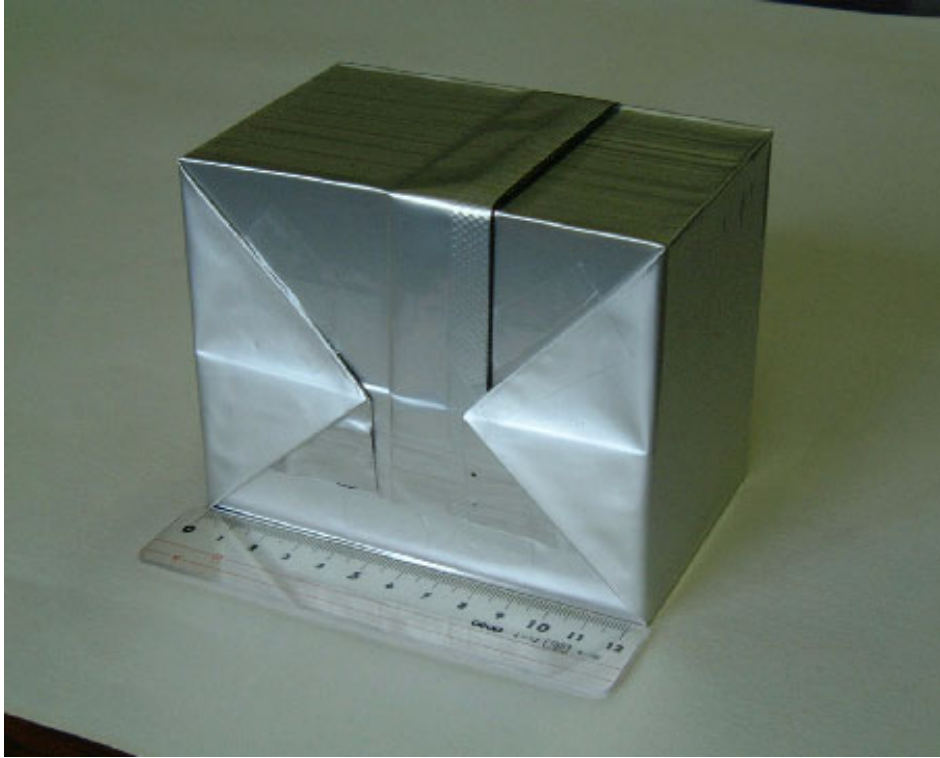


FIG. 4.3 – Photographie d'une brique du détecteur OPERA.

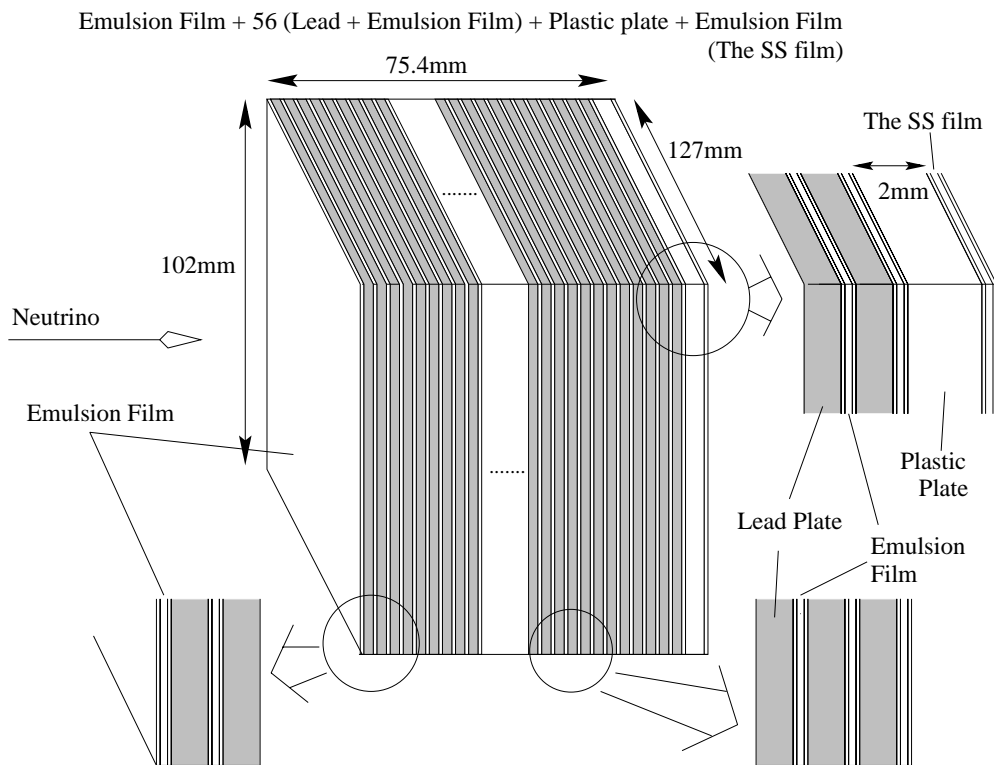


FIG. 4.4 – Structure schématique d'une brique ECC du détecteur OPERA.

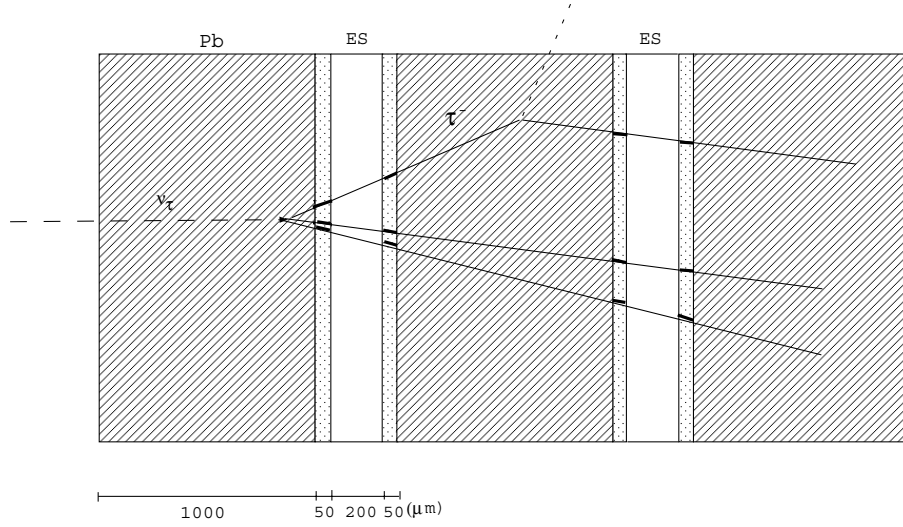


FIG. 4.5 – Structure d’une cellule d’une brique. La trajectoire du tau est reconstruite en utilisant les informations que laissent celui-ci dans les émulsions (notées ES sur la figure et placées de chaque côté de la base plastique de 200 μm).

Les briques seront assemblées entre elles pour former des murs qui constitueront la cible. Il y aura 3264 briques par mur avec un espace inter briques faible pour limiter les zones mortes. Le matériau composant le support doit être léger pour minimiser les interactions des neutrinos avec celui-ci. Le tableau 4.1 indique les différentes caractéristiques de la cible.

Dimensions	$\sim 671(\text{H}) \times 675(\text{V}) \times 290(\text{L}) \text{ cm}^3$
Epaisseur d’une cellule	1,3 mm
Nombre de cellules par brique	56
Taille d’une brique	$12,7(\text{H}) \times 10,2(\text{V}) \times 7,5(\text{L}) \text{ cm}^3$
Poids d’une brique	8,3 kg
Nombre de briques par mur	3264
Nombre de modules par super module	24
Nombre de briques par super module	78336
Surface totale des émulsions par super module	$\sim 59000 \text{ m}^2$
Poids de la cible d’un super module	652 tonnes

TAB. 4.1 – Caractéristiques de la cible d’un super module du détecteur OPERA.

Ce sont les feuilles d’émulsion qui vont révéler la présence ou non d’un tau. Pour cela il va falloir extraire les briques et scanner les émulsions afin de pouvoir reconstruire les traces. La première étape de l’analyse va consister à localiser correctement la bonne brique (celle qui contient le vertex de l’interaction). Pour cela derrière chaque mur de briques se trouve un trajectographe qui donnera une information dans les deux coordonnées transverses au faisceau. Une stratégie où l’on ne retire qu’une brique par événement est celle qui est appliquée pour le moment. Il est évident que pour certains événements, ceux dont le vertex est sur le bord, le retrait d’une brique adjacente ou d’une brique dans le mur suivant ou précédent sera indispensable pour avoir assez d’information sur la topologie de l’événement.

Les briques seront retirées automatiquement par un robot qui se déplacera de chaque côté du détecteur. Il se placera en face du mur indiqué comme étant celui du vertex de l'interaction et en face de la bonne rangée de briques. Il va retirer au maximum la moitié d'une rangée de briques. Les briques retirées sont stockées sur un anneau jusqu'à ce que l'on atteigne la bonne brique. Celle-ci est alors isolée, remplacée par une brique prise sur le bord et les briques retirées sont remises en place. La figure 4.6 montre la manipulation d'une rangée de briques et son stockage dans un anneau.

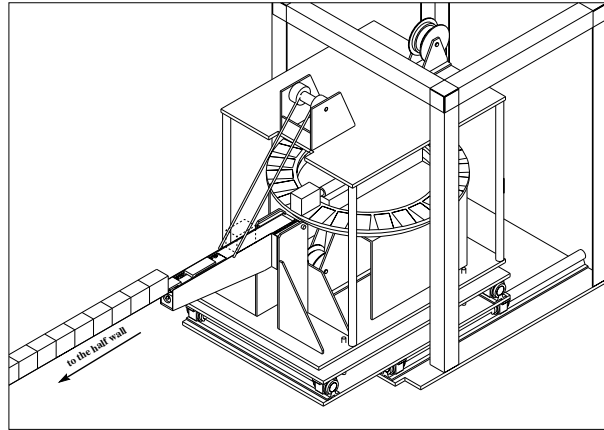


FIG. 4.6 – *Dessin du robot permettant de retirer les briques. On voit l'anneau de stockage et une rangée de briques qui commence à être retirée.*

4.3.2 Le trajectographe

Dans la proposition d'expérience [4], le trajectographe était constitué de murs de scintillateur plastique. Par la suite deux autres options ont été présentées, l'une utilisant du scintillateur liquide et l'autre utilisant des RPC. Dans cette thèse, j'ai été amené à étudier chaque option et à chiffrer les efficacités que l'on peut obtenir avec chacune. Nous présentons donc les trois options et la construction qui était proposée ainsi que les avantages et inconvénients de chacune.

Les enjeux du trajectographe

Le but essentiel du trajectographe est de donner une bonne localisation de la brique touchée. Il devra aussi indiquer la zone où a eu lieu l'interaction afin de limiter la zone à scanner. Ce trajectographe donnera des informations sur la position et l'énergie des particules ayant traversé les murs de briques. De cette façon il sera possible de reconstruire par des algorithmes appropriés les traces des particules dans le détecteur, c'est ce que l'on peut voir sur la figure 4.7

Ce trajectographe devra être stable dans le temps, OPERA devant prendre des données pendant au moins 5 ans. Il devra avoir une granularité suffisante et le coût de celui-ci ne devra pas être prohibitif. Il couvrira de l'ordre de 3000 m^2 .

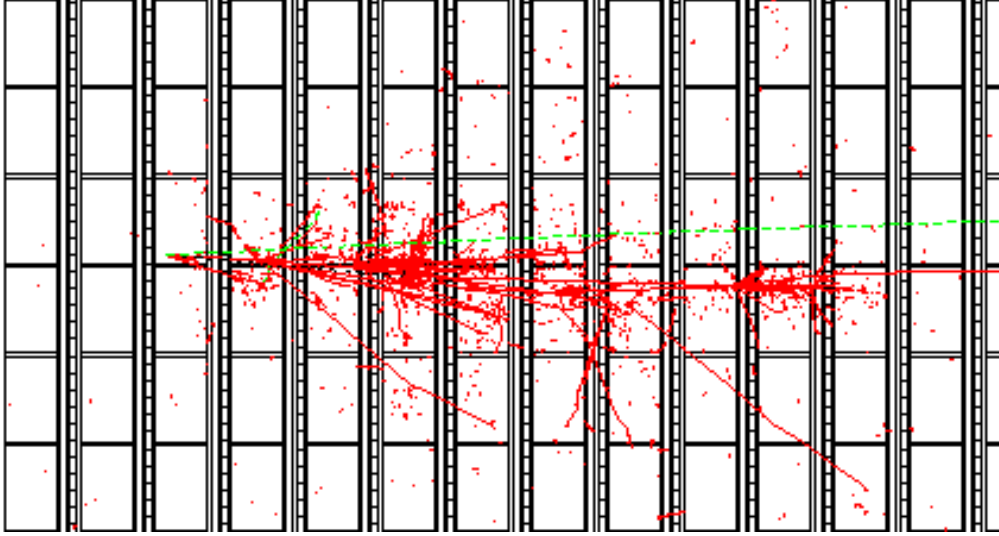


FIG. 4.7 – Représentation d'un événement $\tau \rightarrow \mu$ dans la cible d'OPERA. Le spectromètre n'est pas représenté. Le faisceau vient de la gauche et l'interaction a eu lieu dans le troisième mur de briques. La trace du muon correspond à la plus longue trace, celle qui sort sur la droite de la figure.

Le scintillateur plastique

La configuration de base qui a été proposée est de construire les murs du trajectographe avec des plans de scintillateur plastique [4]. Cette technologie «classique» est aussi utilisée dans l'expérience MINOS [5].

Les plans sont constitués de barreaux de 2,6 cm de largeur et de 6,7 mètres de long pour une épaisseur de 1 cm. Pour assurer la solidité d'un mur, les barreaux sont groupés par paquet de 64 dans une enveloppe de 0,5 mm d'épaisseur faite en aluminium. Cet ensemble forme une unité de base et on place 4 unités comme celle-ci pour former un plan de 256 barreaux et de 6,66 mètres de haut. Un plan de trajectographe sera formé par un mur vertical et par un mur horizontal de barreaux de scintillateur comme le montre la figure 4.8.

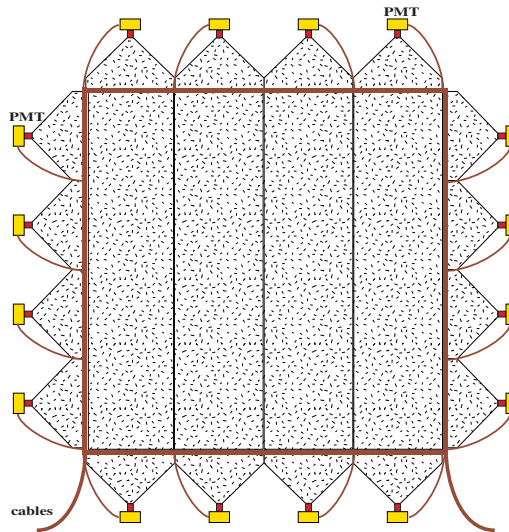


FIG. 4.8 – Schéma des plans du trajectographe.

Sur chaque barreau est creusé un sillon dans lequel est collée une fibre à décalage d'indice dite «WLS» (Wave Length Shifting). Ces fibres absorbent dans une longueur d'onde et réémettent dans une autre. La figure 4.9 montre les spectres d'absorption et d'émission des fibres Y11 (de la compagnie Kuraray) utilisées pour les tests. Quand une particule chargée traverse le scintillateur, elle le ionise et crée des photons. Ces photons sont capturés par les fibres WLS et conduits jusqu'à chaque extrémité où ils sont détectés par un photo détecteur. Pour assurer une bonne collection de la lumière, chaque barreau est peint avec une couche de 0,2 mm de TiO_2 . La figure 4.10 montre un assemblage de 16 barreaux avec les fibres WLS et le photo détecteur [5].

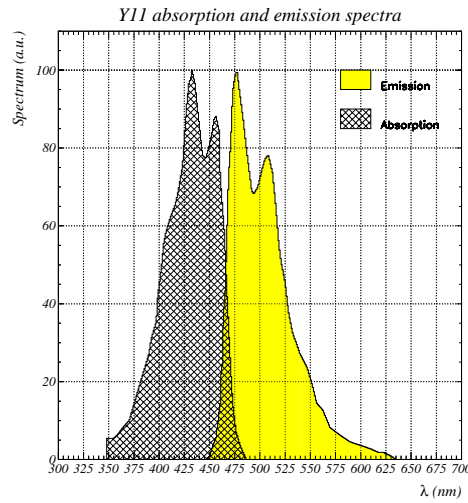


FIG. 4.9 – Spectres d'absorption et d'émission des fibres Y11 de Kuraray.

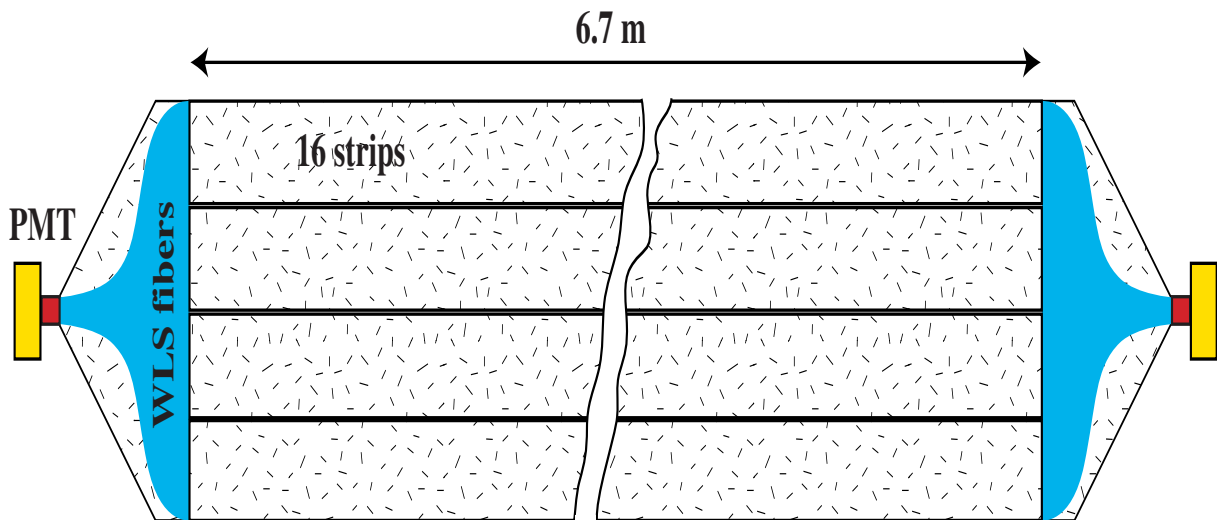


FIG. 4.10 – Vue schématique d'une unité de barreaux de scintillateurs plastiques.

La lecture se fait à l'extrémité de chaque barreau. Les fibres WLS sont connectées à un photo détecteur par un connecteur optique, comme le montre la figure 4.11. Il y a donc 512

canaux de lecture dans chaque direction par mur de scintillateur. Pour un super module, il y a donc en tout 24 576 canaux de lecture : il est donc indispensable d'utiliser un photo détecteur multipixel. Ces photo détecteurs seront installés sur le côté de chaque mur. Derrière ce photo détecteur se trouve son électronique et la chaîne d'acquisition. Tout l'ensemble devra tenir entre les murs du trajectographe et les parois de la caverne, il faut donc un photo détecteur relativement étroit et c'est pour cela que le photomultiplicateur multi pixel de Hamamatsu convient [9] et a été testé.

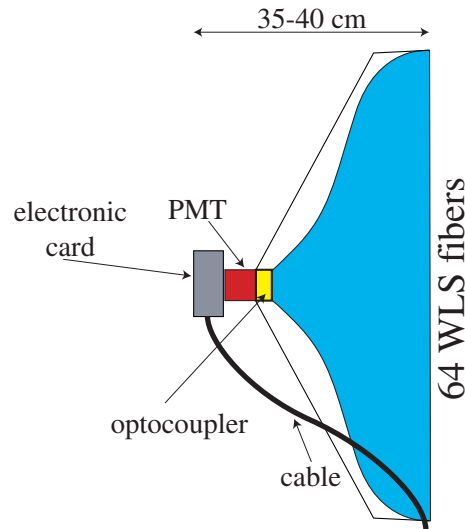


FIG. 4.11 – *Connection entre les fibres WLS et un photo détecteur à la fin d'une unité de scintillateur plastique.*

Le scintillateur liquide

A côté de l'option de base présentée ci-dessus, des membres de la collaboration ont proposé comme alternative d'utiliser du scintillateur liquide plutôt que du scintillateur plastique. Plusieurs liquides ont été testés et des plans à l'échelle du détecteur ont été construits [3]. Le liquide se trouve dans des cellules de polycarbonate de 1 cm^2 de section et de 6,7 mètres de long. La lumière est récupérée par des fibres WLS qui passent à l'intérieur de chaque cellule et baignent dans le scintillateur liquide. Ces fibres sont positionnées au centre de la cellule grâce aux deux bouchons externes et aucune tension n'est appliquée sur la fibre pour la tendre parfaitement. Les fibres sont groupées par paquets de 160 et il y a 4 paquets de chaque côté des murs. La lecture de toutes ces fibres va donc nécessiter 1280 canaux de lecture, soit 2,5 fois plus que dans le cas du scintillateur plastique². Une solution pour réduire ce nombre est de ne lire les cellules que d'un côté et de placer un miroir de l'autre côté. Le photo détecteur utilisé est dans ce cas une HPD³ de 160 pixels [3]. Ces photo détecteurs volumineux ne tiennent pas sur les côtés du détecteur et devront être placés dans les coins du détecteur, la figure 4.12 montre la disposition des photo détecteurs dans ce cas. La connection entre

²Il n'a pas été possible de disposer de barreaux plus larges car le «standard» de production est des barreaux de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Le développement d'une chaîne de production de barreaux plus larges était trop cher, de plus le nombre de photo électrons aurait été trop faible.

³L'option PM avec du scintillateur liquide n'a pas été évoquée car les groupes intéressés par le scintillateur liquide voulait aussi tester les HPD et plus les PM déjà testé avec du scintillateur plastique.

les fibres WLS (qui sont dans les cellules) et les photo détecteurs (qui sont dans les coins) se fait par l'intermédiaire d'un connecteur optique fait de fibres claires.

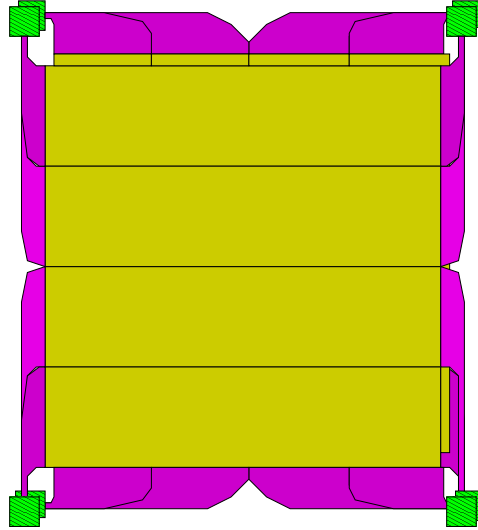


FIG. 4.12 – Vue schématique montrant la disposition des photo détecteurs par rapport aux murs du trajectographe. Ils sont placés dans les coins des modules

Les RPC

La dernière option proposée pour réaliser le trajectographe est d'utiliser des murs de RPC. Une RPC est constituée de deux électrodes de haute résistivité entre lesquelles est appliquée une haute tension. Cette haute résistivité permet de localiser la charge sur quelques strips (environ 6) et d'éviter ainsi que la charge ne se répartisse (et donc s'atténue) sur beaucoup de strips. Ces électrodes sont séparées par un gaz qui est ionisé par le passage d'une particule.

Les électrodes sont des plans de Bakélite de 2 mm d'épaisseur ($\rho = 10^9 - 10^{12} \Omega.cm$) et ces plans sont séparés de 2 mm. La surface externe est recouverte par une fine couche de graphite de haute résistivité. Le tout étant ensuite enveloppé par un film isolant en mylar de 300 μm . Une des deux électrodes est reliée à la haute tension (environ 8 kV) et l'autre est reliée à la masse. Les surfaces internes sont traitées avec de l'huile afin de réduire le bruit intrinsèque des RPC. Cet espace est rempli de gaz qui dans le cas d'OPERA est un mélange de trois gaz ⁴ (4% d'isobutane, 48% d'argon et 48 % de fréon écologique). La figure 4.13 donne une vue schématique en coupe d'une RPC et la figure 4.14 montre deux photos de RPC, une où l'on voit les RPC avant le dépôt des strips et la seconde où l'on voit les RPC dans leur configuration finale.

Il existe deux modes de fonctionnement pour les RPC :

- le mode avalanche dans lequel les électrons issus de l'ionisation primaire ionisent les atomes du gaz et ainsi de suite, d'où le terme d'avalanche. Par induction électrique, la charge générée donne un signal sur les bandes métalliques disposées sur la surface des électrodes.
- le mode streamer dans lequel le champ électrique plus important entraîne une multiplication importante dans l'avalanche. Celle-ci crée un champ électrique dipolaire qui

⁴Ce mélange est celui qui convient le mieux aux conditions d'utilisation d'OPERA.

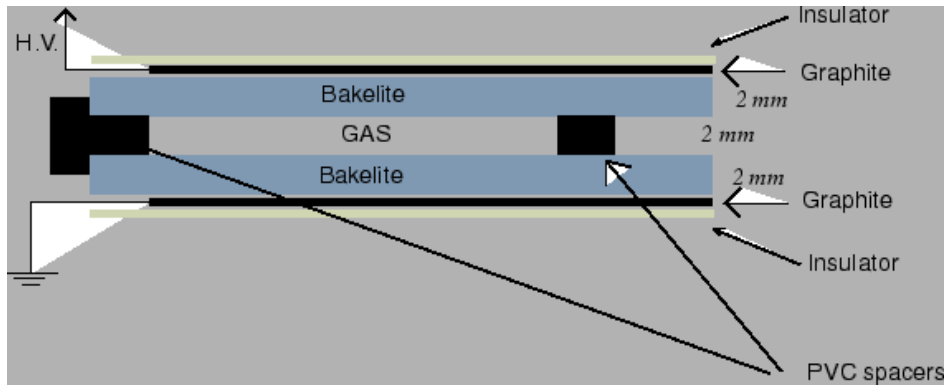


FIG. 4.13 – Vue schématique en coupe d'une RPC.



FIG. 4.14 – Photographies des RPC utilisées pendant les tests au CERN, avant le dépôt des strips (figure de gauche) et après ce dépôt (figure de droite).

est plus important aux extrémités de l'avalanche et plus faible autour. Des électrons et des ions vont se recombiner pour donner des γ . Ces γ vont à leur tour déclencher de nouvelles avalanches et entraîner une décharge. Le signal n'est plus proportionnel à la charge initiale et les nouvelles avalanches ont lieu selon une direction privilégiée imposée par la direction du champ électrique. Si une nouvelle particule arrive dans cette zone, elle risque de ne pas être détectée, on parle alors de zone interdite. Les RPC de OPERA fonctionnent dans ce mode, car le signal délivré est suffisamment important et il n'a pas besoin d'être amplifié.

Pour former les murs du trajectographe, chaque plan serait divisé en 18 chambres. Dans chaque direction (X et Y) il y a deux doublets de RPC espacés de 1 cm. Ces doublets permettent de récupérer l'inefficacité due aux espaceurs placés entre les plans de Bakélite. On a donc deux fois plus d'informations sur la position des particules avec des RPC qu'avec des scintillateurs. Sur les plans de bakélite sont collées des bandes métalliques («strips») espacées les unes des autres de 1 cm qui vont recueillir l'information électrique provenant de

l'ionisation du gaz. La lecture de ces bandes se fera de chaque côté de manière analogique.

Avantages et inconvénients de chaque option

Dans cette partie, la comparaison entre les différentes options sera faite uniquement sur des considérations techniques et non sur les capacités des différents trajectographes à donner le bon mur et la bonne brique qui seront présentées dans les chapitres suivants. Le coût des différentes options n'est pas un critère prioritaire de sélection car il est à peu près semblable pour les trois options.

Le scintillateur plastique est une technologie ancienne qui est utilisée dans plusieurs expériences et qui présente donc l'avantage d'être bien connue. La principale difficulté réside dans le positionnement de la fibre dans le sillon : elle doit être collée de manière homogène et il ne doit pas y avoir de bulles. De plus les barreaux de scintillateur sont relativement fragiles et une fois groupés par paquet de 16, le déplacement du bloc est assez délicat. Le montage des barreaux et l'installation des fibres seront sous-traités à une entreprise. Ces blocs seront ensuite envoyés dans les instituts de physique afin d'être testés avant d'être transportés au Gran-Sasso. Il y a des risques au cours de ce transport d'exercer des contraintes mécaniques sur les barreaux et sur les fibres. La construction de l'ensemble des murs est assez longue et nécessite plus d'un an de travail.

La technologie et le montage des murs de scintillateur liquide sont relativement simples. Les cellules en polycarbonate sont fabriquées de manière industrielle et ne nécessitent pas de traitement particulier. Le montage de l'ensemble des murs du trajectographe d'un super module peut se faire en quelques mois. Le problème principal réside dans la nature du scintillateur, liquide, et il y a donc des risques de fuite aux extrémités des barreaux. Cependant plusieurs bouchons ont été construits et le module testé au CERN n'a pas présenté de fuite. Un autre inconvénient avec le liquide est que la densité dans les murs verticaux ne sera pas la même selon l'altitude. D'autre part, la fibre va être directement en contact avec le liquide et il n'y a pas assez d'expérience pour savoir si au bout de 5 ans la fibre ne sera pas détruite par le liquide qui est assez corrosif. Des tests de vieillissement accélérés ont été réalisés et il semble ne pas y avoir de problèmes. Le montage complet des murs et le remplissage des cellules est directement réalisé dans la caverne du Gran-Sasso.

Les RPC ont l'avantage d'être assez simples comme technologie et la construction est entièrement industrielle. Elles sont livrées dans des boîtes solides permettant facilement leur transport. Le montage complet se fera lui aussi au Gran-Sasso. L'inconvénient majeur vient de la présence de gaz dans les RPC : l'expérience ayant lieu dans un site souterrain les fuites de gaz doivent être réduites. Ces RPC seront aussi plus sensibles aux différences de température et de pression. Un autre problème vient de la distribution de la haute tension qu'il faut répartir sur toutes les surfaces des électrodes. La stabilité dans le temps vient du gaz et de sa capacité à garder les mêmes caractéristiques physiques.

4.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons va être la partie la plus massive du détecteur. Ce sera aussi la partie la plus large car il dépassera de la cible et du trajectographe d'environ 2 mètres de chaque côté pour pouvoir récupérer une partie des muons sortant sur les bords du trajectographe (quelques pourcents). L'option de base pour le spectromètre est d'utiliser un aimant dipolaire. Cette solution a été préférée à celle utilisant un aimant toroidal plus difficile à

construire et ne présentant pas de grosses différences dans les résultats de physique avec un aimant dipolaire. Le champ magnétique sera d'environ 1,55 T [7]. À l'intérieur de l'aimant le trajectographe sera construit avec des RPC. Des tubes à dérive seront placés avant l'aimant, après l'aimant et entre les deux parties du spectromètre afin de faire des mesures de précision.

4.4.1 L'aimant et le trajectographe interne

Chacun des aimants est constitué de deux murs verticaux de section rectangulaire et le retour du flux se fait par le haut et le bas. La figure 4.15 est une vue de profil de l'aimant. Les lignes de champ magnétique sont verticales et de directions opposées dans chaque mur. Les murs sont des plans de fer alternés avec des plans de RPC pour recueillir l'information.

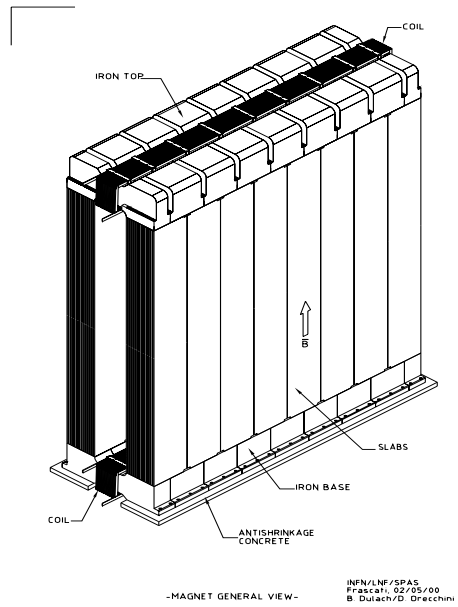


FIG. 4.15 – Vue schématique de l'aimant dipolaire.

La taille externe de l'aimant est de 8,75 mètres de large, 10 mètres de haut et plus de 2,64 mètres de long. La longueur comprend deux murs de 0,82 mètre et un espace vide de 1 mètre où seront logés les tubes à dérive. Chaque mur est fait de 12 plans de fer (50 mm d'épaisseur) espacés de trous de 20 mm pour installer les RPC. Le poids total de l'aimant est de 950 tonnes, 270 tonnes pour le fer de retour de l'aimant et 680 tonnes pour les murs.

Les RPC seront utilisées comme élément de traces dans les murs de l'aimant. Il y aura 7 chambres de RPC verticalement et 3 horizontalement. Les caractéristiques techniques des RPC sont les mêmes que celles qui ont été décrites dans la partie du trajectographe concernant les RPC comme choix possible (voir la figure 4.13). Les RPC donneront aussi une information verticale et horizontale afin de pouvoir reconstruire des traces à trois dimensions et il y aura environ 37 000 canaux de lecture pour un spectromètre et la lecture des RPC sera digitale.

4.4.2 Les tubes à dérive

Un trajectographe composé de tubes à dérive sera placé avant chaque dipôle des aimants, entre les dipôles et à la sortie de chaque dipôle. Ils servent à mesurer les coordonnées et la direction des muons. Ils doivent être capables de détecter des traces isolées, mais aussi être sensibles à plusieurs impacts pour faire le lien avec des gerbes qui se développent dans la cible.

Un plan de tubes à dérive couvre une surface de $8,75 \times 8 \text{ m}^2$. Chaque plan contient 256 tubes qui sont des cylindres métalliques dont le diamètre externe est de 34 mm. Les fils à l'intérieur auront un diamètre de $45 \mu\text{m}$ et une tension de 186 grammes est appliquée [3].

Pour éviter les zones mortes, les plans de tubes à dérive sont décalés les uns par rapport aux autres. Le deuxième est décalé de $3/8$ du diamètre par rapport au premier et le troisième est décalé de $5/8$ du diamètre par rapport au premier. Un plan complet comprendra donc trois couches de 256 tubes, comme on peut le voir sur la figure 4.16.

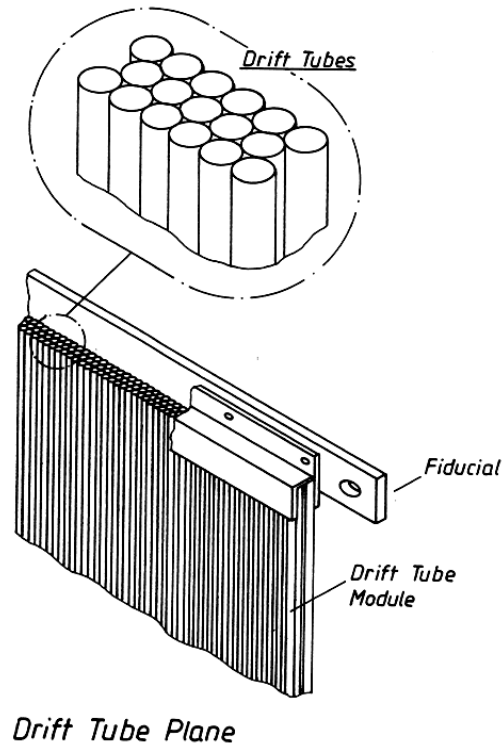


FIG. 4.16 – Détail d'un plan de tubes à dérive. On peut distinguer les trois couches de tube, décalées les unes par rapport aux autres.

Entre deux plans de tubes à dérive, il y aura un plan de RPC. Ces RPC seront quant à elles inclinées à $+45$ degrés ou à -45 degrés.

4.5 Le veto

Un veto sera installé afin de détecter les interactions ayant eu lieu dans la roche autour du détecteur. La figure 4.17 est un schéma possible d'une configuration avec veto.

Dans une configuration minimale, il pourrait y avoir deux plans carrés de 10 mètres de côté placés devant le premier super module et un plan devant les autres super modules. Ces

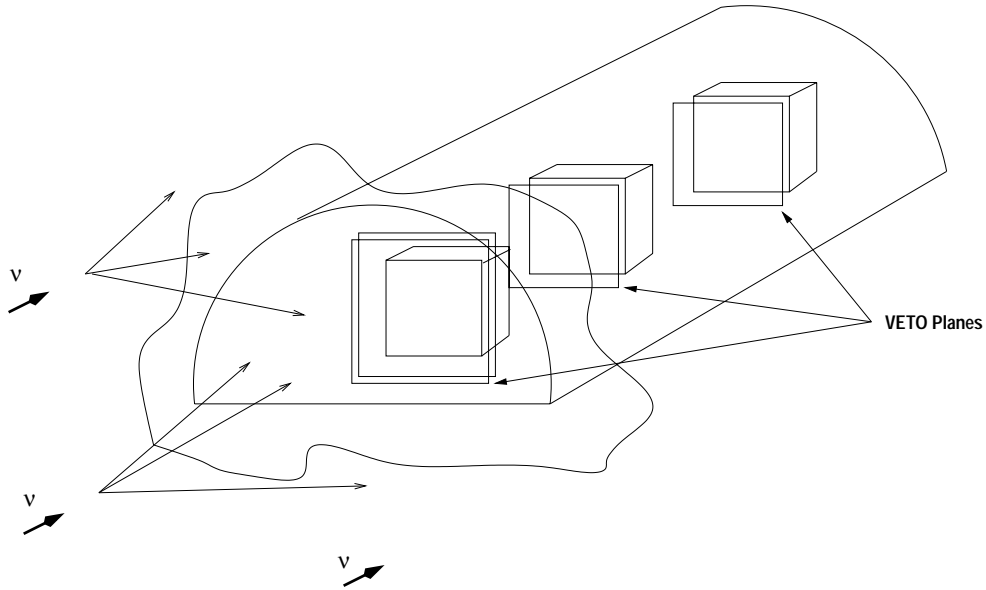


FIG. 4.17 – Vue schématique d'une configuration possible du veto.

plans seraient composés de RPC. De plus ce veto pourrait servir de contrôle au faisceau en comptant les interactions ayant lieu dans la roche autour du détecteur.

4.6 Structure générale et support

Comme on l'a vu précédemment il va falloir fixer la cible et le trajectographe sur les aimants qui sont plus larges. De plus une contrainte importante est qu'il faut avoir un libre accès de chaque côté des murs de briques pour permettre le déplacement et l'intervention du robot. La solution proposée est de suspendre l'ensemble des cibles - trajectographes à un support métallique reposant sur les aimants comme on peut voir sur la figure 4.18

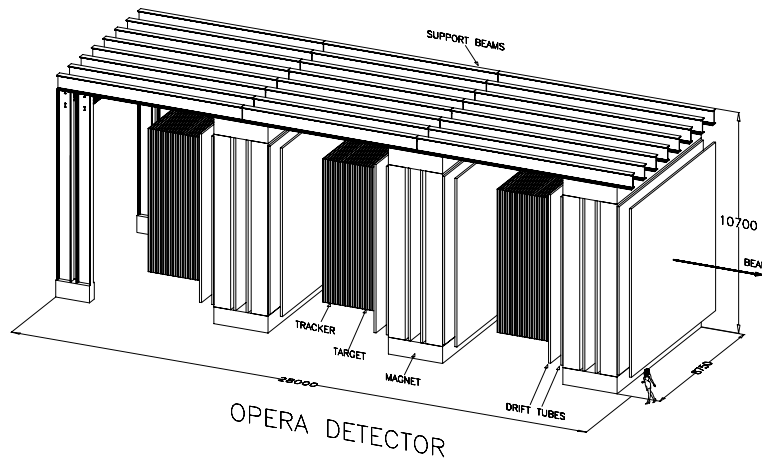


FIG. 4.18 – Le détecteur OPERA avec sa structure complète et ses supports.

Cette structure présente aussi l'avantage de satisfaire les contraintes liées à la sismicité du Gran-Sasso.

4.7 Extraction des émulsions et scanning

Le développement des émulsions photographiques et le scanning vont représenter les étapes essentielles dans le fonctionnement d'OPERA. En effet c'est l'étude détaillée des émulsions qui va révéler la présence d'un vertex et si l'on a un événement tau ou un autre type d'événement (ν_μ). L'expérience va fournir une trentaine de briques par jour à analyser et toute une série d'étapes, depuis l'extraction jusqu'à l'analyse, a été établie (figure 4.19).

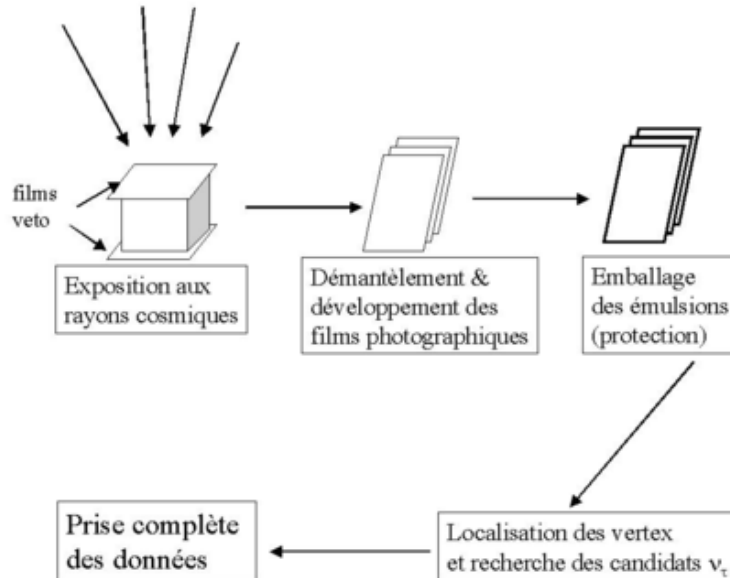


FIG. 4.19 – Procédure de manipulation des briques et d'analyse des émulsions.

Le développement des émulsions se fera en trois étapes successives :

- Le nombre de traces laissées par les particules dans les briques est très faible et ne permet pas un alignement correct des feuilles d'émulsions pour le scanning. Pour augmenter le nombre de ces traces, la brique retirée est exposée aux rayons cosmiques dans un laboratoire en surface. Une feuille servant de veto est placée de chaque côté de la brique afin de pouvoir ensuite faire la distinction entre les traces des cosmiques et les traces « physiques » dans la brique. Cette exposition peut durer quelques jours pour obtenir environ 1 à 2 traces par mm^2 pratiquement perpendiculaires à la surface. Ces traces serviront ensuite de guide et de points de référence.
- Après exposition, la brique est ouverte et les feuilles d'émulsion et de plomb sont séparées. Toutes les feuilles sont correctement numérotées afin de connaître exactement les positions dans la brique. Les feuilles de plomb sont mises de côté afin d'être mesurées ultérieurement pour en connaître l'épaisseur exacte. Les émulsions sont ensuite développées par un système semi-automatique qui peut traiter ~ 600 feuilles par jour (10 briques). Cette procédure peut être réalisée en surface si le temps entre le démantèlement des briques et le développement est inférieur à une heure. Il ne faut en effet pas rajouter de traces sur les émulsions.
- Après développement pour retrouver leur taille d'origine, les feuilles d'émulsions sont enduites de glycérine. Chaque feuille est ensuite mise dans un film transparent en plastique. Cette feuille permet de rendre rigides les plans et les protège pendant le

4.7. EXTRACTION DES ÉMULSIONS ET SCANNING

scanning. Les films d'une même brique sont alors mis dans un distributeur et ils seront automatiquement pris pendant le scanning.

L'étape suivante après l'extraction des briques, l'exposition aux rayons cosmiques, la séparation des feuilles et le développement est le scanning. Ce scanning passe par 3 étapes successives, recherche et localisation du vertex, étude de la topologie de l'événement (candidat tau ou non) et analyse complète. La figure 4.20 représente ces trois étapes successives. Les deux premières étapes sont celles qui demandent le plus de temps et doivent pratiquement être réalisées en ligne.

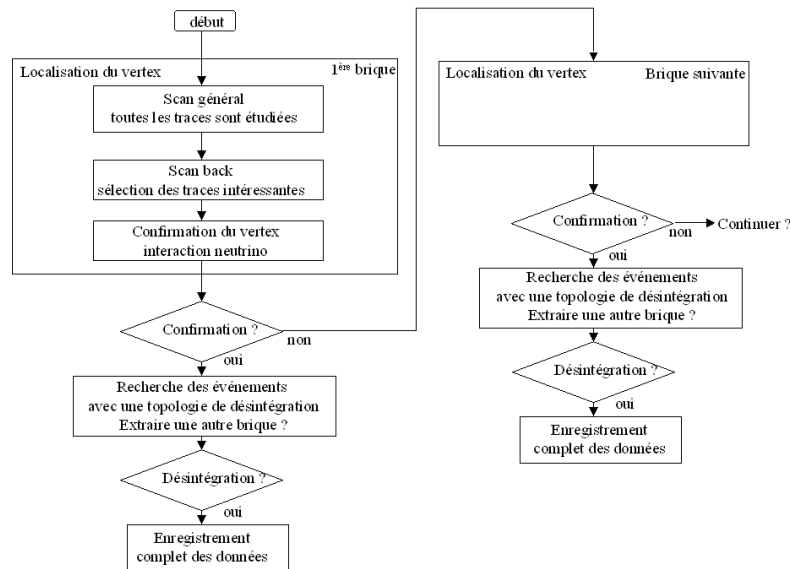


FIG. 4.20 – Organigramme représentant l'analyse complète d'une brique.

La stratégie actuelle est que la première étape serait réalisée dans un endroit proche du Gran-Sasso et qu'ensuite les feuilles seraient distribuées entre les laboratoires désirant faire l'analyse des émulsions.

La localisation du vertex se fait en trois étapes, le scan général, le «scan back» et la confirmation du vertex :

- le scan général, où toutes les traces pour lesquelles $\tan \theta < 0,4$ sont recherchées (pour chaque trace θ est l'angle entre la trace et l'axe du faisceau). C'est à ce niveau que la différence entre les traces de l'événement et les traces laissées par les rayons cosmiques est faite,
- le «scan back», une dizaine de traces correspondant à un événement neutrino doivent être sélectionnées. Ces traces sont ensuite scannées sur l'ensemble des feuilles jusqu'à ce qu'elles s'arrêtent dans une feuille d'émulsion. Une trace est dite finie si elle n'est plus vue dans deux films consécutifs,
- confirmation du vertex, une petite zone de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ est scannée sur 4 films autour des points où se terminent les traces. Les traces qui se terminent dans la dernière feuille sont exclues car dans ce cas cet arrêt est supposé provenir d'un manque d'impulsion de la particule et non de la présence d'un vertex. Les vertex sont alors classés en trois catégories : un vertex avec une particule chargée comme particule initiale, un vertex sans particule initiale et avec deux particules secondaires et les vertex qui ne rentrent

pas dans les deux catégories précédentes.

L'étape suivante correspond à la recherche de topologies du tau. Quand un vertex a été trouvé, une plus grande région autour du vertex est scannée, afin de rechercher une topologie de désintégration de tau. La zone scannée dans cette étape est d'environ 25 mm^2 et sur 10 films. C'est à ce niveau que l'on décide si l'on retire une seconde brique pour étudier un événement en particulier si l'événement a commencé à la fin de la brique ou sur les bords.

L'analyse complète des événements sera la dernière étape. Le but est de rejeter le bruit de fond des topologies de désintégration du tau. Pour commencer, toutes les impulsions des particules secondaires sont mesurées en utilisant la diffusion multiple Coulombienne («Multiple Coulomb Scattering»). Cette méthode consiste à mesurer les variations des angles des traces, et, pour des muons de quelques GeV, la résolution obtenue $\Delta p/p$ est de l'ordre de 20 à 25% [11]. Les traces des particules (dans la brique) seront ensuite rattachées aux traces laissées dans le trajectographe et dans le spectromètre. Une comparaison entre les informations trouvées dans la brique et dans le spectromètre permet de valider le rattachement des traces et de vérifier ainsi la cohérence de l'ensemble de l'événement.

Le scanning est réalisé à l'aide des systèmes UTS («Ultra Tack Selector») et S-UTS qui est la nouvelle version de ce procédé. Ces systèmes sont des tables de scan automatisées qui utilisent des caméras CCD et des microscopes pour reconnaître les traces.

Le tableau 4.2 indique les valeurs obtenues pour le scan. Il faudra scanner environ 30 briques par jour et la vitesse moyenne du scan d'une émulsion est de $20 \text{ cm}^2/\text{heure}$. La surface que l'on doit scanner dépend de la nature des événements (courants neutre ou chargé) et est plus importante pour les événements de type courant neutre.

Nombre de briques à scanner	$\sim 30/\text{jour}$
Vitesse du S - UTS	$20 \text{ cm}^2/\text{heure}$
Zône à scanner pour des événements CC	$5 \times 5 \text{ cm}^2$
Zône à scanner pour des événements NC	$12 \times 12 \text{ cm}^2$
Rapport NC/CC	$1/3$
Vitesse du UTS	$1 \text{ cm}^2/\text{heure}$

TAB. 4.2 – Valeurs de base des systèmes utilisés pour le scan.

Ce chapitre nous a permis de décrire le détecteur OPERA dans son ensemble. Les chapitres suivants vont être consacrés aux études spécifiques réalisées sur les photo détecteurs (HPD), aux tests sur faisceau effectués afin de caractériser les scintillateurs et aux simulations pratiquées afin de déterminer les efficacités de localisation de la brique.

Bibliographie

- [1] G. Acquistapace, CERN 98-02, INFN/AE-98/05, mai 1998.
- [2] R. Antolini, The Gran Sasso National Laboratory, INFN publication.
- [3] <http://www.lngs.infn.it>
- [4] M. Guler *et al*, experiment proposal, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, July 10, 2000.
- [5] R. Arnold *et al*, opera internal note, n^o 17.
- [6] The MINOS collaboration, NuMi-L-63.
- [7] G. D. Iorio *et al*, note interne OPERA, n^o 27.
- [8] T. Kellmann *et al.*, CERN/SPSC 2001-025, SPSC/M668, LNGS-EXP, 30/2001, add. 1/01.
- [9] Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Center, 314-5, Shimokanzo, Toyoka-village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-0193, Japan.
- [10] <http://www.dep.nl/depsite/start.html>
- [11] M. Lavy *et al*, note interne OPERA, n^o 28.

Chapitre 5

Caractérisation de la HPD et de son électronique de lecture

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il y avait deux photo détecteurs possibles pour la lecture des barreaux de scintillateur, les HPD (Hybrid PhotoDiodes) et les PMT (Photo Multiplier Tubes). Ce chapitre sera consacré à la présentation des HPD qui ont été caractérisées à Lyon. Nous présenterons aussi dans ce chapitre les caractéristiques de l'électronique de lecture associée à la HPD, le système VA-TA.

Dans la première partie de ce chapitre, nous expliquerons les caractéristiques générales de l'opto-électronique dans OPERA (HPD et VA-TA), la seconde partie sera consacrée aux spécificités du VA-TA et la troisième partie mettra en évidence les propriétés de la HPD que nous avons testées. La dernière partie présentera rapidement le principe de l'acquisition par Ethernet qui sera développé plus en détail dans le chapitre 10..

5.1 Généralités sur la HPD et l'électronique dans OPERA

Il a été proposé d'utiliser dans OPERA des photo détecteurs de type HPD (Hybrid Photo Detector) associés à une électronique de lecture auto déclenchée.

5.1.1 HPD

Lorsque une particule traverse un scintillateur elle va le ioniser et créer des photons qui sont détectés par le photo détecteur (pour les autres détecteurs ou pour un trajectographe avec des RPC il n'y a pas besoin de photo détecteurs car les signaux recueillis sont électriques). Sur la figure 5.1, le profil de l'énergie déposée par barreau de scintillateur est représenté. Le maximum d'énergie que l'on peut avoir est d'environ 100 MeV ce qui représente environ 1200 photo électrons (1 m.i.p. «Minimum Ionising Particle» de 2 MeV engendre 12 photo électrons) et le dépôt le plus probable d'énergie est inférieur à 5 MeV ce qui fait 60 photo électrons.

Les HPD seront utilisées comme détecteur en physique des particules, comme par exemple dans l'expérience LHCb au CERN [1]. Le but d'une HPD est de convertir les photons en électrons en combinant la sensibilité des photomultiplicateurs et les bonnes résolutions spatiale et en énergie¹ des détecteurs au silicium. Les HPD présentent l'avantage de ne pas être

¹Il faut 3.6 eV pour créer une paire électron-trou dans le silicium. Donc en mesurant la charge récoltée

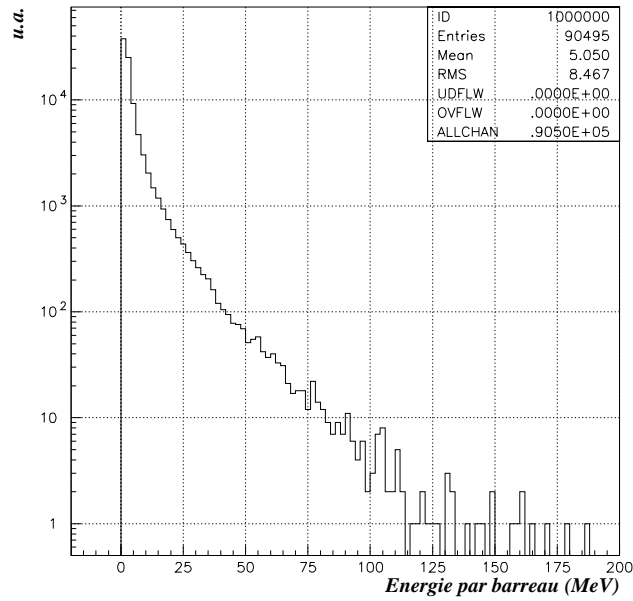


FIG. 5.1 – Profil de l'énergie déposée dans les barreaux de scintillateur.

sensibles au champ magnétique mais ont l'inconvénient d'avoir un faible gain (3000 pour une haute tension de 15 kV). La figure 5.2 montre le schéma d'une HPD, ses différentes parties ainsi que son principe de fonctionnement :

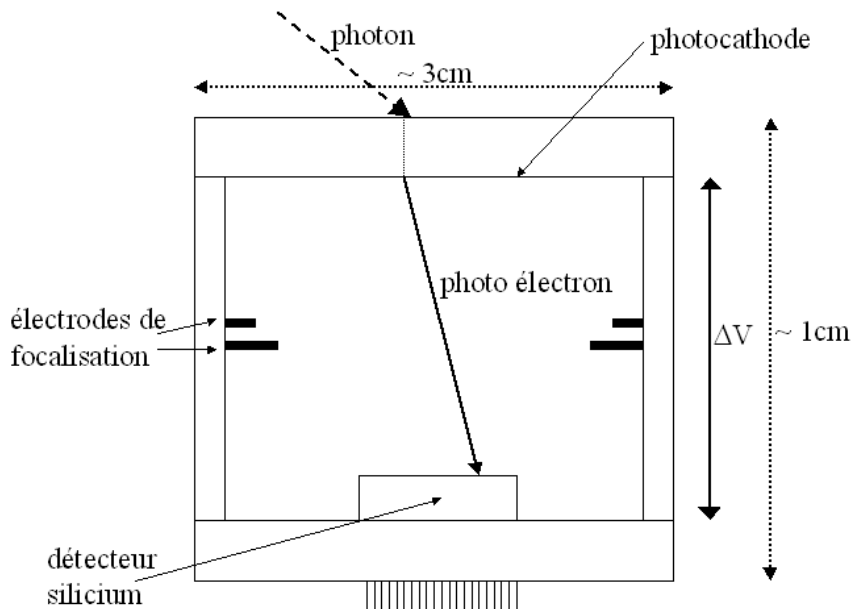


FIG. 5.2 – Schéma montrant le fonctionnement d'une HPD multipixel.

- Des photons incidents vont frapper la fenêtre d'entrée sur laquelle est déposée la photocathode et créer des électrons. La photocathode est sensible dans le visible et dans le proche UV. Les paramètres clés sont la zone sensible en longueur d'onde de la

par la HPD, on peut remonter à l'énergie des particules

photocathode, son efficacité quantique et les longueurs d'onde de coupure [2]. Les photocathodes les plus utilisées sont de type «bialkali» (K_2CsSb). Pour des utilisations dans d'autres zones spectrales, ces photocathodes peuvent être dopées en ions. La sensibilité effective d'une photocathode est limitée par le pouvoir de transmission de la fenêtre d'entrée (composition, efficacité quantique).

- Les photo électrons vont être accélérés dans un tube à vide (10^{-9} atmosphère) sous une tension variant de -10 kV à -30 kV.
- Ces photo électrons vont bombarder une diode au silicium qui est le détecteur sensible de la HPD. Cette diode est polarisée en inverse par une tension de 60 V. Le gain du détecteur sera donné par le nombre de paires électrons-trous créées dans le silicium. Les électrons (de 8 keV) arrivant sur le silicium ont un libre parcours moyen d'environ $0,5 \mu m$. Le nombre de paires créées va dépendre de l'énergie acquise par les photo électrons dans le tube. Ce nombre est donné par $G = (\Delta V - E_0)/W_{e-h}$, avec ΔV la tension accélératrice, E_0 représente l'énergie perdue dans des zones mortes du silicium et W_{e-h} est l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou. Cette dernière est typiquement de 3,6 eV pour le silicium. Les gains typiques des HPD sont autour de 3000 ce qui correspond à une charge de 0,5 fC.

5.1.2 Electronique

Les HPD sont des photodétecteurs qui ont un faible gain par rapport aux PM (\sim facteur 100 de différence) et cela va nécessiter d'utiliser une électronique frontale amplificatrice et bas bruit pour pouvoir détecter un faible signal (de l'ordre de 1 p.e.). On souhaite aussi avoir une électronique auto-déclenchée. Il sera possible de cette manière de faire le suivi du détecteur (contrôle de la radioactivité due à la roche, au plomb des briques) ainsi que le suivi du faisceau. De plus d'un point de vue expérimental il a été décidé d'être non seulement sensible aux événements du faisceau mais aussi à tout autre événement (explosion de supernovae ...). Ces considérations nous ont conduit à utiliser le système VA-TA, disponible sur le marché et développé par la société IDE AS (Integrated Detector & Electronics) [6], ainsi qu'à développer une puce dédiée à OPERA [7].

Le circuit VA-TA a une taille de $125 mm \times 95 mm$. C'est un système multi-canal composé d'un pré-amplificateur suivi d'un étage rapide et d'un étage lent de mise en forme du signal («shaper»). L'étage lent est le VA et a un temps de montée de l'ordre de 1-2 μs . L'étage rapide est le TA et a un temps de montée de l'ordre de 75 ns.

Le système comprend deux puces électroniques car la HPD a 61 pixels et les puces électroniques du TA32cg (et du VA32cg) n'ont que 32 canaux. On aura donc 64 canaux de lecture sur le VA-TA et trois canaux du VA-TA ne seront pas connectés à un pixel de la HPD.

La séquence de lecture du VA commence avec un signal bloqueur. Chaque canal garde la valeur du signal qu'il avait quand il a reçu le signal de blocage. Le temps entre le signal déclencheur et le signal bloqueur doit évaluer le temps de montée du VA. Un échantillonnage par ADC a alors lieu jusqu'à ce que tous les canaux soient lus.

Deux systèmes comme déclencheur («trigger») peuvent être utilisés :

- en déclenchement interne (mode «auto-triggerable») le TA est utilisé comme étage de déclenchement. Le TA prélève une partie du signal à la sortie du pré-amplificateur du VA. Dans ce mode, tous les événements au dessus d'un seuil fixé sur le TA sont enregistrés ainsi la prise des données ne dépend pas d'autres systèmes.

- en déclenchement externe, un autre système est utilisé pour déclencher l'acquisition. On utilise des systèmes externes comme par exemple des scintillateurs en coïncidence lus par des PM. Ce mode de déclenchement n'est pas le mode dans lequel on souhaite fonctionner pendant l'expérience.

Les seuils des canaux peuvent être ajustés indépendamment les uns des autres autour d'une valeur centrale. La figure 5.3 montre le principe de fonctionnement et le diagramme des séquences en temps.

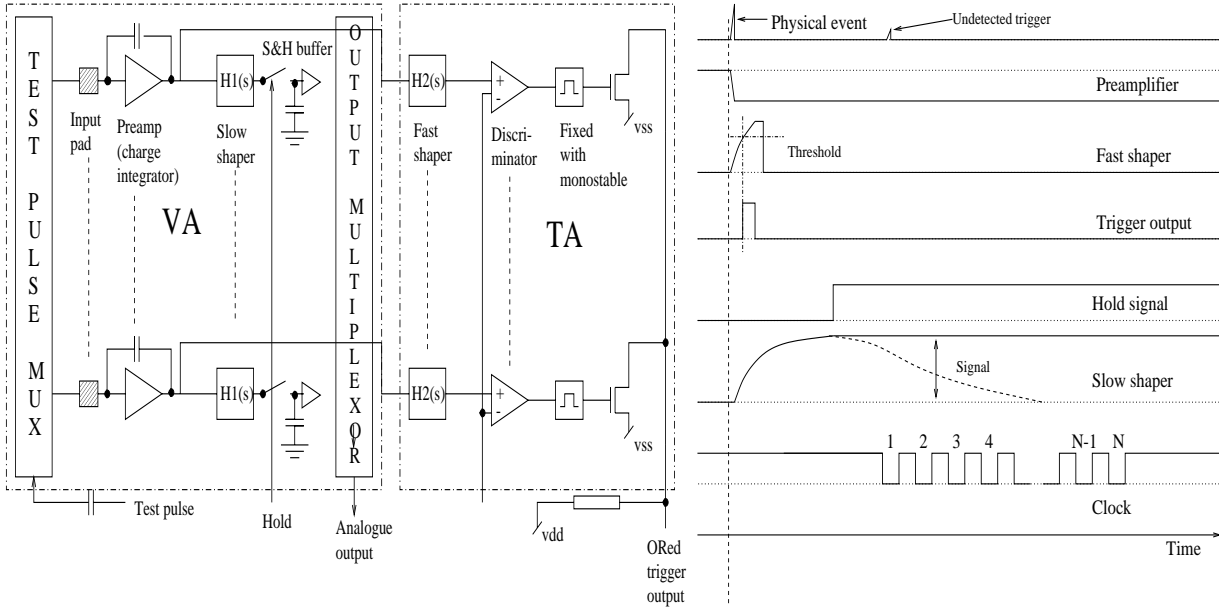


FIG. 5.3 – Principe de fonctionnement et séquence en temps du VA-TA.

Le VA-TA peut lire 32, 64 ou 128 canaux. Plusieurs familles de puces VA-TA existent et dans ce travail, nous avons plus particulièrement étudié le VA32c et le TA32cg. Des tests ont été réalisés en injectant une charge par l'intermédiaire de capacités (1,8 pF), d'autres tests ont été réalisés avec la HPD pour déterminer la zone dynamique, le temps de montée et le bruit de mode commun.

5.2 Les caractéristiques du VA-TA

Dans une première partie des tests, réalisés pour déterminer les caractéristiques du VA-TA, le système utilisé pour lire le VA-TA était le VA-DAQ [8]. Ce système avec interface graphique pilotée par LABVIEW était dirigé depuis un PC par port parallèle. Le VA-DAQ réalise l'acquisition via un ADC de 14 bits. La lecture d'un canal se fait à un taux de 10 000 événements par seconde et celle des 64 canaux se fait à un taux de 500 événements par seconde. Le temps d'acquisition est divisé en cycles dont l'utilisateur détermine la durée.

La figure 5.4 montre l'ensemble des éléments utilisés pour les tests. La HPD et le circuit imprimé contenant le système VA-TA sont installés à l'intérieur de la boîte métallique afin de limiter les pollutions lumineuses. Le VA-DAQ est l'élément inférieur de la figure. L'alimentation haute tension est placée à droite de la figure. Cette alimentation (Matsusada HV-15N-HP [5]) fournit une tension de -15 kV avec une ondulation inférieure à 3 mV. La connexion avec la HPD se fait à l'intérieur de la boîte. De plus sur cette figure on voit l'en-

5.2. LES CARACTÉRISTIQUES DU VA-TA

semble des fibres claires qui sont installées sur la HPD par l'intermédiaire d'un connecteur. Ces fibres permettent de faire le lien entre les barreaux de scintillateur et la HPD.

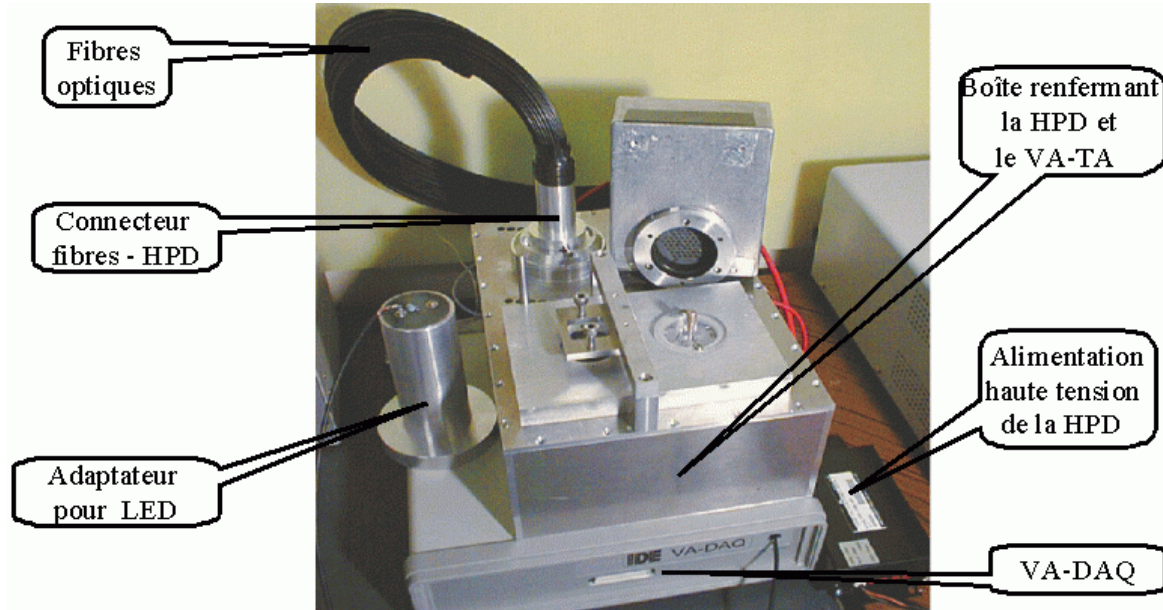


FIG. 5.4 – Ensemble du système comprenant la HPD, le VA-TA et le VA-DAQ.

5.2.1 Les caractéristiques du VA

Pendant tous les tests, la HPD a été installée sur le VA. Une haute tension de $\simeq 8$ kV et une tension de polarisation de 60 V étaient appliquées. Cette étude a permis de déterminer le gain, le bruit, la distribution des piédestaux, la distribution du temps de montée et la linéarité du système. Les mesures sont faites en mode test où une charge est injectée à l'entrée du VA par l'intermédiaire d'une capacité de 1,8 pF (inférieure à la capacité de la HPD qui est de 4 pF) installée par le constructeur sur le VA-TA.

Le gain est une des caractéristiques essentielles du VA. La hauteur des impulsions est enregistrée et cela donne la valeur des gains ainsi que celles des piédestaux pour chaque canal du circuit. La figure 5.5 montre la distribution des gains pour les deux puces du VA testées. Elles ont des valeurs de gain différentes : pour la première puce, la valeur moyenne du gain est $\langle G_1 \rangle = 124 \text{ mV/fC}$ et pour la seconde la valeur est $\langle G_2 \rangle = 117 \text{ mV/fC}$. La charge en sortie de la HPD est d'environ 0,5 fC, ce qui fait donc un gain moyen de 60 mV. La largeur de la distribution des gains est d'environ 2%.

La stabilité du VA est la distribution des piédestaux pour les différents canaux. Les piédestaux représentent la valeur moyenne du signal quand aucune charge n'est injectée. Il s'agit de la position du signal correspondant au bruit intrinsèque de la puce. Sur la figure 5.6 on voit que les piédestaux ont une valeur moyenne de 205 mV (La valeur des piédestaux est ajustée canal par canal) et que la distribution a une largeur de 17%. Cette stabilité permet d'avoir une homogénéité entre canaux. Elle est contrôlable au cours du temps, ce qui permet de faire un suivi en ligne de l'expérience.

La partie de droite de la figure 5.6 montre la stabilité des piédestaux quand on applique une haute tension. La variation de la valeur des piédestaux sans haute tension et avec 10 kV est inférieure à 5%.

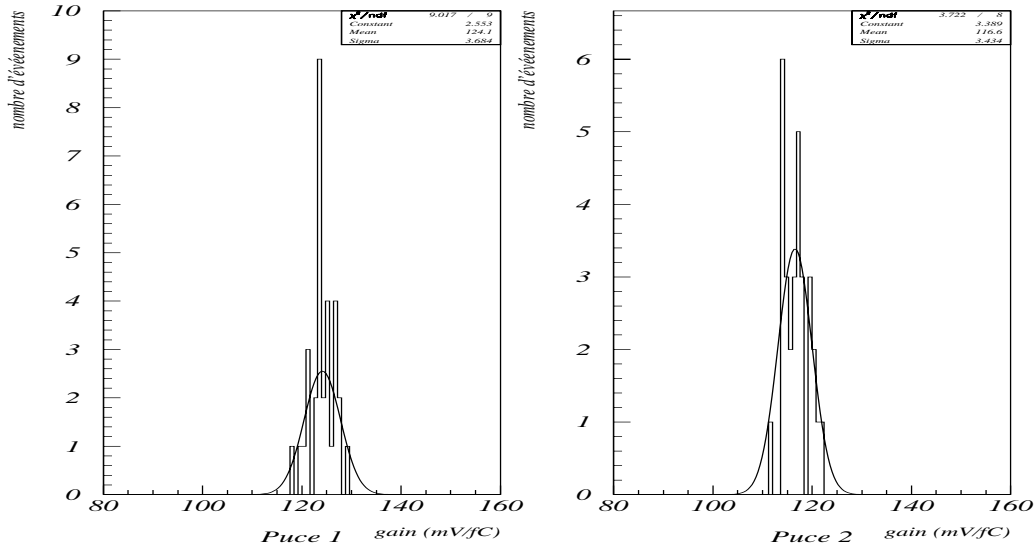


FIG. 5.5 – Distribution des gains pour le VA.

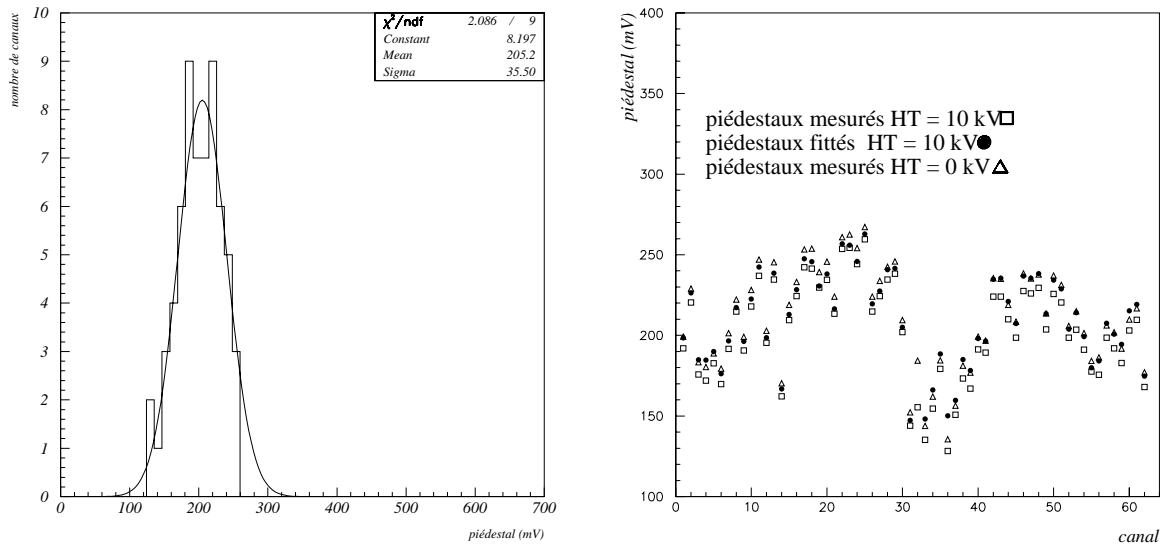


FIG. 5.6 – Distribution des pedestaux du VA (figure de gauche) et stabilité des pedestaux avec la haute tension (figure de droite).

5.2. LES CARACTÉRISTIQUES DU VA-TA

Le bruit du VA est donné par la largeur de la distribution des piédestaux qui est ajustée par une gaussienne. La figure 5.7 montre le bruit que l'on a pour le VA qui a été testé. On peut remarquer que la distribution met en évidence un bruit différent pour chaque puce.

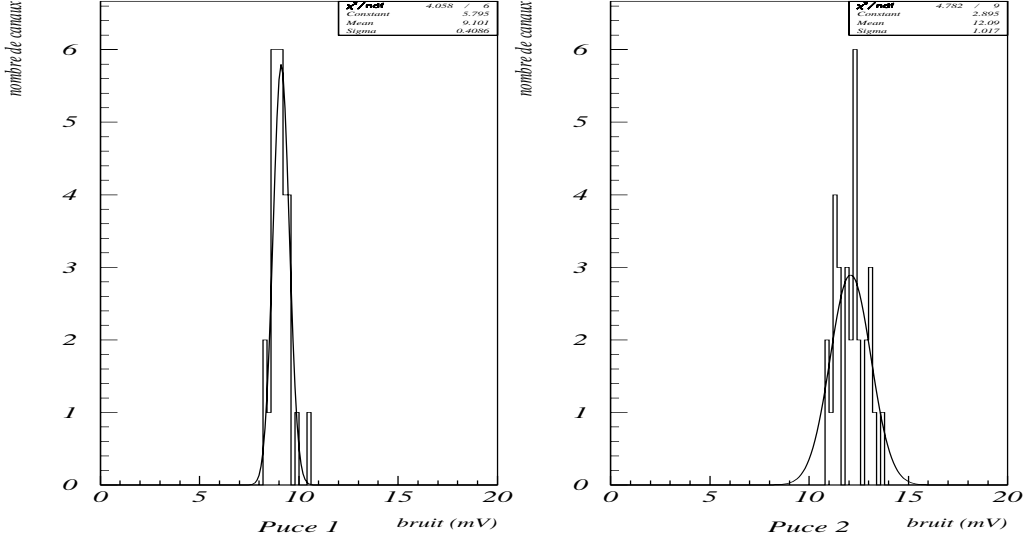


FIG. 5.7 – Courbe de distribution du bruit pour le VA.

La valeur du bruit est d'environ 9 mV pour la première puce et d'environ 12 mV pour la seconde. La largeur du bruit est d'environ 4%. Ce bruit est équivalent à 500-600 électrons ENC (Equivalent Noise Charge). Le bruit intrinsèque de la puce (sans connecter la HPD) est de 200 électrons ENC. La connexion de la HPD rajoute des capacités de couplage donc augmente le bruit.

La zone dynamique de l'électronique frontale est déterminée par le signal du VA en fonction de la charge injectée. Les données s'accordent bien avec un ajustement par un polynôme $VA_{output} = a_0 + a_1Q + a_2Q^2 + a_3Q^3$ (figure 5.8). La zone linéaire varie de 0 à 12,5 fC (soit de 0 à 25 photo électrons), pour des valeurs supérieures, l'écart reste acceptable (<10%) jusqu'à 20 fC mais devient important (>13%) au delà.

En résumé

Le VA est un système qui a un faible bruit (autour de 500 électrons ENC), un gain important (environ 120 mV/fC). Il présente une bonne stabilité entre canaux et aussi une bonne stabilité à la haute tension. Une zone dynamique d'utilisation jusqu'à 12,5 fC peut être utilisée, cette zone est trop faible pour OPERA car nous avons vu que l'on devait détecter en moyenne 60 photo électrons (soit 30 fC).

5.2.2 Les caractéristiques du TA

L'autre élément de l'électronique frontale est le TA, qui est l'étage rapide de mise en forme. Une charge injectée est fixée et un scan sur les seuils de déclenchement est réalisé. Un seuil est trouvé quand on arrive à une efficacité de déclenchement de 50%. Il est possible d'ajuster les seuils de manière indépendante, cela permet de compenser les variations de gain

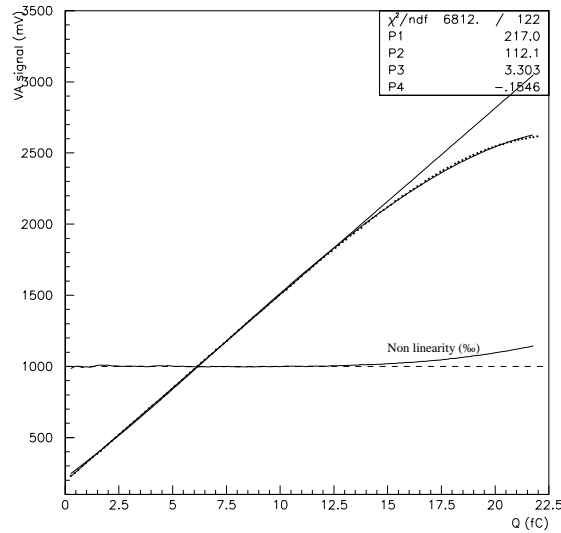


FIG. 5.8 – Zone linéaire pour le signal du VA.

des photo détecteurs (et notamment avec des PMT). La répétition de cette procédure pour différentes charges injectées permet de trouver le gain. La figure 5.9 montre le gain pour les deux puces du TA.

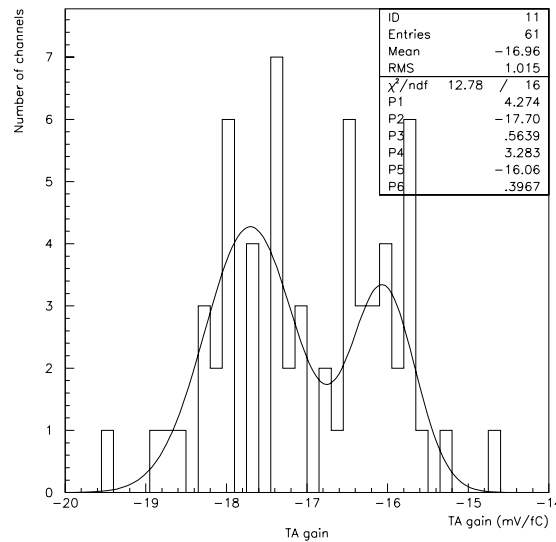


FIG. 5.9 – Gain du TA.

Le gain du TA est de -18 mV/fC pour la première puce et de -16 mV/fC pour la seconde puce, et la largeur des distributions est d'environ 5%.

Le bruit du TA est déduit de la courbe de l'efficacité de déclenchement. La figure 5.10 montre la distribution typique que l'on peut avoir pour le bruit du TA.

Comme on peut le voir, ce bruit est d'environ 2,5 mV, ce qui fait environ 900 électrons

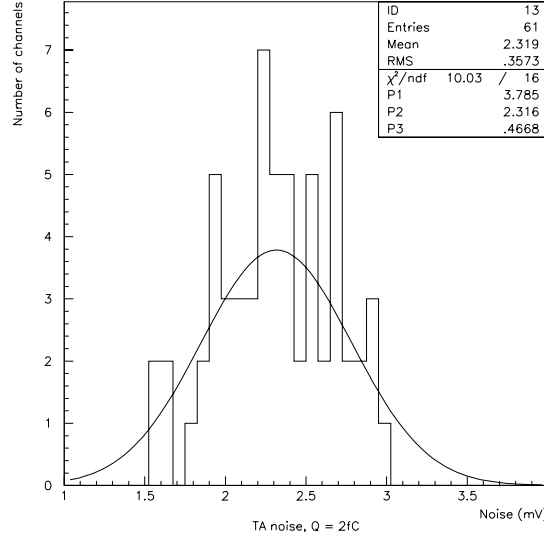


FIG. 5.10 – *Bruit du TA.*

ENC. Il est possible de comparer ce bruit mesuré à un bruit théorique qui est calculé en connaissant la formation (résistances, capacités ...) du composant électronique. Ce bruit théorique est lié au temps de montée du composant. Pour les valeurs du temps de montée du VA (1-2 μs) et du TA (75 ns), on attend un bruit de 200 électrons ENC pour le VA et 500 électrons ENC pour le TA. Il y a donc un facteur 2 entre ce que l'on a mesuré et ce que l'on espérait. Le développement de nouvelles puces électroniques dédiées à OPERA (et non commerciales comme le VA-TA) sont en cours d'étude et de réalisation.

En conclusion

Le VA-TA est un système qui peut être utilisé pour lire les HPD car il a un grand gain (120 mV/fC) et un faible bruit (500-600 électrons ENC) et est auto déclenchable.

5.3 Les caractéristiques de la HPD

Après avoir testé l'électronique, il est maintenant présenté les caractéristiques de la HPD.

La HPD et le système de lecture VA-TA sont installés dans une boîte métallique qui protège l'ensemble de la lumière et de chocs mécaniques éventuels. La lumière est apportée sur la HPD par une fibre optique qui est en contact avec la fenêtre d'entrée. Il n'y a pas de graisse optique entre la fibre et la HPD, le contact est uniquement mécanique. Comme source lumineuse, on utilise une LED dont la longueur d'onde est de 470 nm. Cette LED est utilisée car la lumière émise s'approche du pic d'émission des fibres WLS utilisées. Les impulsions ont une largeur de 50 ns, une amplitude variable et un taux de répétition variant de 200 à 10 000 Hz.

5.3.1 Caractéristiques techniques de la HPD

Pendant cette thèse j'ai été amené à tester une HPD 61 pixels produite par DEP [3]. La figure 5.11 montre une photographie de cette HPD. Les dimensions externes de la HPD sont $38 \text{ mm} \times 13 \text{ mm}$ et la fenêtre d'entrée a un diamètre de 18 mm. La photocathode de type multi-alkali S20 est déposée sur la fenêtre d'entrée qui est faite de fibres optiques et ceci permet d'avoir de bonnes performances en terme de diaphonie.

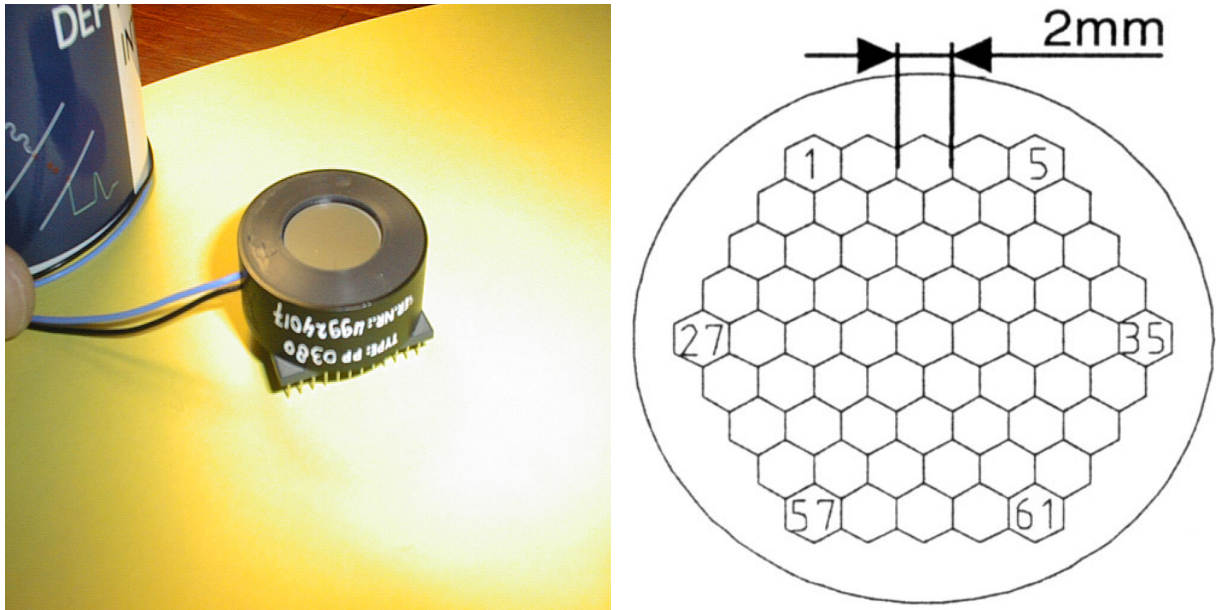


FIG. 5.11 – Photographie de la HPD 61 pixels utilisée pour les essais (figure de gauche) et répartition des pixels sur la HPD (figure de droite).

Le silicium est divisé en 61 pixels hexagonaux. Il y a 2 mm entre chaque côté opposé des pixels et la surface sensible est de 225 mm^2 . La zone morte entre deux pixels adjacents est de $50 \mu\text{m}$. Le tableau 5.1 résume les caractéristiques de la HPD [4].

5.3.2 Efficacité quantique

L'efficacité quantique est un paramètre clé d'un photodétecteur. Elle représente la capacité de la photocathode à transmettre et convertir les photons en électrons. L'efficacité quantique de la photocathode S20 utilisée est maximale (16.5%) vers 480 nm ce qui est aussi le maximum du spectre d'émission des fibres WLS. Cette efficacité est nulle en dessous de 320 nm et inférieure à 10% au dessus de 600 nm.

Afin de vérifier les mesures données par DEP (le constructeur de la HPD), une mesure indépendante a été réalisée par J. Seguinot au CERN [9]. La figure 5.12 montre qu'il y a un bon accord entre les mesures réalisées au CERN et celles données par DEP.

5.3.3 Résolution

Les HPD sont réputées pour leurs excellentes capacités à résoudre les photo électrons. Cette caractéristique vient du fait que le gain des HPD est dissipatif et non multiplicatif. Dans des systèmes multiplicatifs, le premier étage de gain est toujours faible. Chaque étage

5.3. LES CARACTÉRISTIQUES DE LA HPD

photocathode	S20
efficacité quantique à 480 nm	16,7 %
efficacité quantique à 520 nm	13,0 %
diamètre	18 mm
fenêtre d'entrée	fibres optiques
tension de fonctionnement (max)	-12 kV
zone active	225 mm ²
nombre de pixels	61
distance bord à bord (hexagone)	2 mm
surface active des pixels	3,5 mm ²
espace entre les pixels (zone morte)	50 μ m
épaisseur du silicium	~ 800 μ m
zone de déplétion	300 μ m
tension de déplétion	60 V
capacité de sortie	4 pF
zone morte du côté de la jonction	2 μ m équivalent <i>Si</i>
zone morte du côté de l'entrée	0.1 μ m équivalent <i>Si</i>
temps de montée	6 ns

TAB. 5.1 – *Caractéristiques de la HPD.*

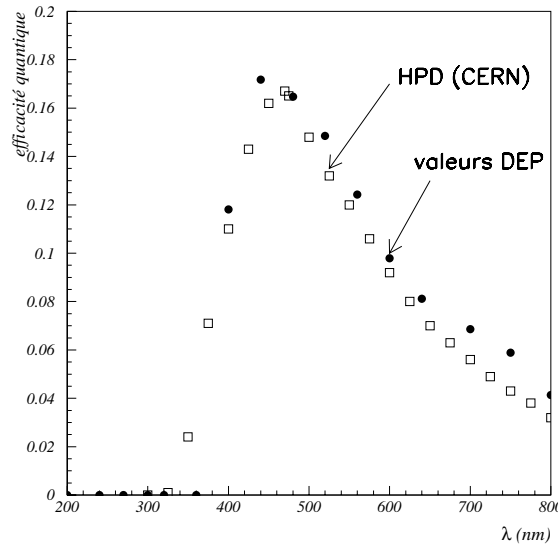


FIG. 5.12 – *Efficacité quantique de la photocathode S20 de la HPD. Les carrés vides sont les mesures du CERN et les points noirs les valeurs de DEP.*

de gain est sujet à des fluctuations de Poisson, et ces fluctuations sont transmises d'étage en étage, d'où l'impossibilité d'avoir une bonne résolution [10].

Dans le cas de la HPD, la lumière est amenée par une fibre optique à environ 1 mm d'un pixel qui va servir de référence et déclencher la prise de données. La LED fournit environ 13 photo électrons pour cette étude. La lumière reçue par un pixel voisin est étudiée (figure

5.13). Les pics de photo électrons sont très largement visibles, au moins jusqu'au sixième, avec une résolution d'environ 20 mV (ce qui fait 1/3 de p.e.).

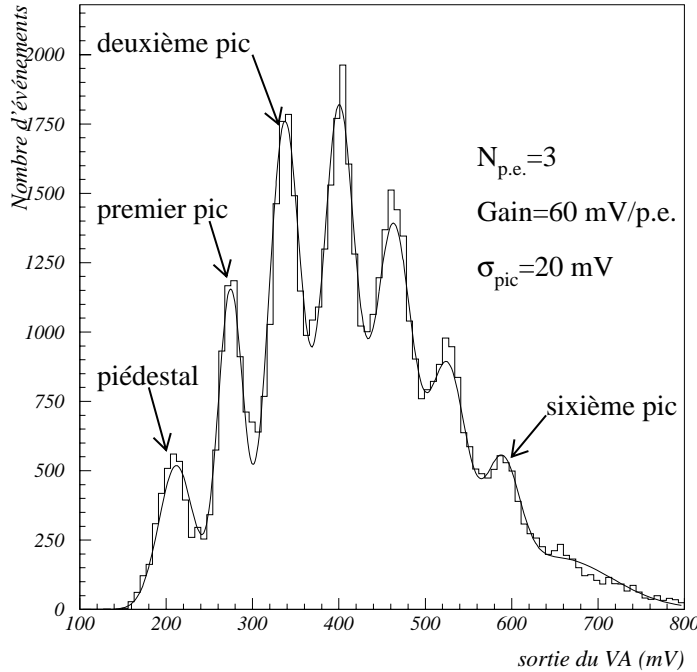


FIG. 5.13 – Spectre de photo-électrons d'un pixel voisin de celui éclairé. On distingue très nettement jusqu'au sixième pic de photo-électrons.

La position de chaque pic est ajustée par une gaussienne et la hauteur des pics est modulée par une courbe de Poisson. Le nombre moyen de photo électrons est donné par la largeur de la courbe de Poisson : on a en moyenne 3 photo électrons par pixel.

En mode auto déclenché, on peut aussi étudier le spectre d'obscurité de la photocathode. Aucun signal lumineux n'est envoyé sur la HPD et le signal émis par la photocathode par émission thermique est analysé. Cette étude est faite à température ambiante qui est d'environ 25° C. Cette étude permet de placer un seuil entre le piédestal et le premier pic de photo électron et ainsi par la suite de pouvoir couper le courant d'obscurité. La figure 5.14 montre un spectre typique de courant d'obscurité, la distinction entre le piédestal et le premier pic de photo électron est très nette.

Le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 5-6, car la charge correspondant au signal de la HPD est d'environ 3 000 e⁻ ENC et le bruit du VA (largeur des gaussiennes) de l'ordre de 500 e⁻ ENC. Ce rapport peut aussi être évalué en utilisant le spectre d'obscurité.

5.3.4 Linéarité

La linéarité consiste en l'étude de l'évolution du gain de la HPD avec la haute tension. Cette étude se fait avec le spectre d'obscurité pour un canal fixé. La haute tension appliquée varie de -5 kV (valeur minimale pour séparer le piédestal du premier pic de photo électron) à -10 kV par pas de 0,5 kV. La figure de gauche de la figure 5.15 montre l'évolution du pic

5.3. LES CARACTÉRISTIQUES DE LA HPD

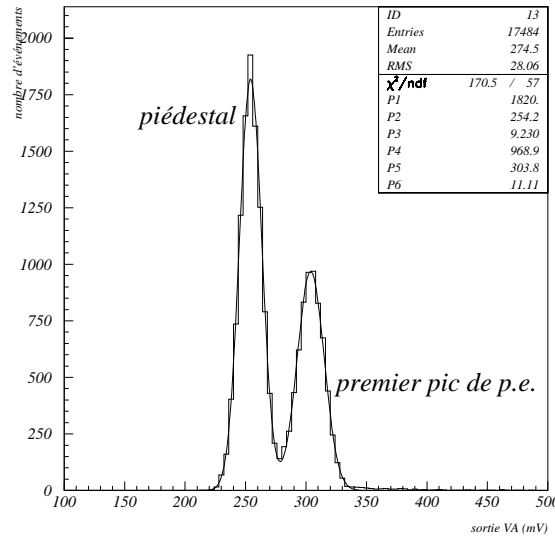


FIG. 5.14 – Courant d'obscurité de la photocathode S20 obtenu en mode auto-déclenché.

du piédestal et du premier pic de photo-électron avec la haute tension appliquée. La position de chaque pic est déterminée en les ajustant par des gaussiennes et en en prenant les valeurs moyennes. Le gain de la HPD est calculé en faisant la différence entre les deux valeurs (figure de droite de la figure 5.15).

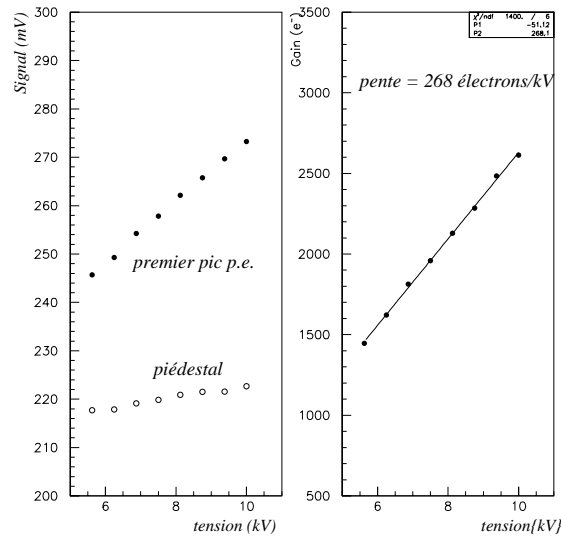


FIG. 5.15 – Evolution du piédestal et du premier pic de photo-électron avec la haute tension (figure de gauche) et évolution du gain mesuré avec la haute tension (figure de droite).

Le gain est bien ajusté par une droite dont la pente est de $268 \text{ e}^-/\text{keV}$. Le gain théorique de la HPD est de $1000/3,62$ (3,62 est l'énergie pour créer une paire électron-trou) soit $276 \text{ e}^-/\text{keV}$. La différence entre le gain théorique et le gain mesuré de la HPD est de l'ordre de

3%.

5.3.5 Uniformité

La HPD est un détecteur multi pixels et nous avons étudié le comportement de chaque pixel. Une haute tension de -10 kV est appliquée et le gain de chaque canal est calculé en étudiant son spectre d'obscurité (cf partie précédente). La figure 5.16 montre la répartition des gains en fonction des pixels de la HPD.

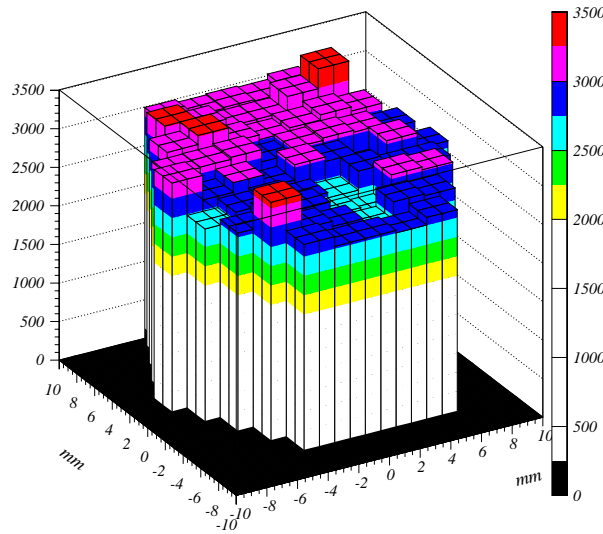


FIG. 5.16 – Répartition des gains sur la surface de la HPD en fonction des pixels.

Le gain de la HPD est le même sur toute la surface, il n'y a pas de régions privilégiées, ni sur les bords, ni au centre.

Une autre comparaison que l'on peut faire pour étudier l'uniformité est l'étude de la charge du premier photo-électron en fonction des canaux. Cette charge est donnée par la différence entre le premier pic de photo-électron et le piédestal divisé par le gain du VA. La figure 5.17 donne la distribution de cette charge.

La valeur moyenne de la charge est de 0,47 fC. La non uniformité de la HPD peut être évaluée par $\sigma_Q / \langle Q_{p.e.} \rangle$, elle est d'environ 2%.

5.3.6 Diaphonie

La diaphonie («cross talk») représente l'information que l'on a sur un autre pixel que celui qui reçoit directement l'information. Pour cette étude, un pixel a été éclairé par la LED via une fibre optique et on a regardé le signal que l'on a sur l'ensemble de la HPD. La figure 5.18 représente le signal que l'on a sur l'ensemble des canaux. Le signal est normalisé par rapport au signal du canal qui reçoit l'information (le canal qui déclenche). Il est envoyé environ 6 photo-électrons sur le canal qui déclenche. La diaphonie peut venir d'une déviation dès le passage de la fenêtre d'entrée des électrons qui vont frapper le mauvais pixel. Elle peut aussi venir de back-scattering des électrons au niveau du silicium [11] : des électrons rebondissent sur le silicium et frappent ensuite un pixel voisin.

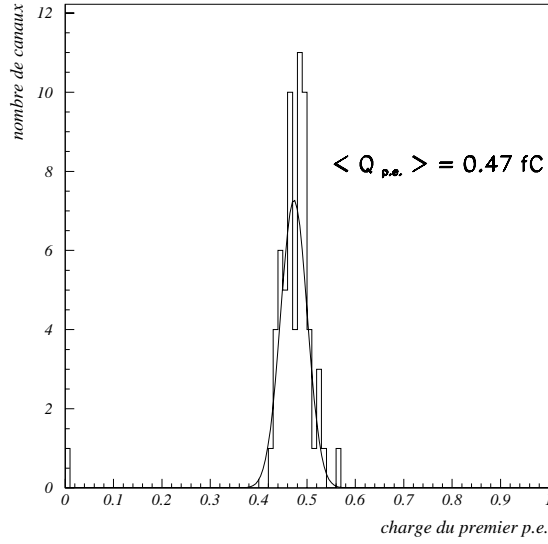


FIG. 5.17 – *Distribution de la charge du premier pic de photo électron.*

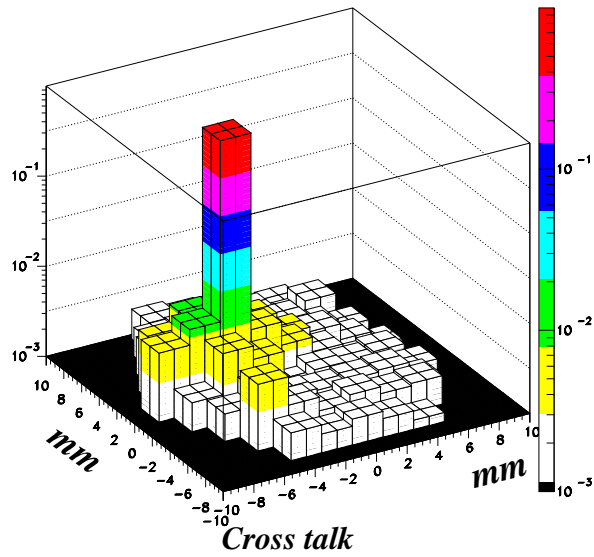


FIG. 5.18 – *Diaphonie sur la HPD. Le canal qui a le maximum de signal est celui qui est éclairé par la LED. Le signal est normalisé par rapport à ce canal.*

Comme le montre la figure 5.18, la diaphonie est plus importante sur les pixels voisins de celui qui déclenche et il y a environ 2% du signal par pixel. Pour les autres canaux le signal est inférieur à $10^{-2}\%$. Cette faible diaphonie est due à la fenêtre d'entrée qui est composée de fibres optiques et focalise bien la lumière.

Cette étude permet aussi de mesurer la position de la fibre par rapport au pixel. Une fibre correctement centrée ne doit pas éclairer les pixels voisins.

5.3.7 Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est un problème pour la HPD. Il correspond à l'émission thermique de la photocathode et s'il est trop important, des déclenchements qui n'ont rien à voir avec des événements physiques peuvent se produire.

Des mesures faites en mode auto-déclenché avec un seuil entre le piédestal et le premier pic, ainsi que des mesures faites en mode externe avec des déclenchements aléatoires ont conduit à une valeur de 25 kHz cm^{-2} soit 1 kHz/pixel . DEP avait annoncé une valeur de 14 kHz cm^{-2} . Cette différence peut s'expliquer par le fait que la HPD est dans sa boîte en métal et que la température est supérieure de 5°C à la température ambiante, le taux de courant d'obscurité est supposé doubler avec une augmentation de 5°C de la température.

5.3.8 Avantages et inconvénients de la HPD

En conclusion, la HPD a montré de gros avantages :

- une excellente résolution avec un rapport signal / bruit de l'ordre de 6.
- une non uniformité d'environ 2% et une non linéarité de 1%,
- une diaphonie entre pixel inférieure à 2% et limitée sur les pixels voisins de celui qui déclenche.

Ce détecteur présente cependant deux inconvénients qui sont :

- un taux élevé de courant d'obscurité de l'ordre de 1 kHz / pixel . Cette valeur devrait être réduite avec les nouvelles photocathodes fournies par DEP,
- un faible gain, qui nécessite une électronique amplificatrice importante.

5.4 Acquisition par Ethernet

Tous les tests présentés ci-dessus ont été réalisés avec le système VA-DAQ. Mais pour les tests sur faisceau (décrits dans le chapitre suivant) et en vue d'une utilisation dans OPERA, une carte spéciale a été développée. Cette carte réalise une acquisition par Ethernet [12]. Le descriptif complet de l'acquisition basée sur Ethernet sera présenté dans le dernier chapitre.

Cette carte ORCA (Opera Readout CARD) est représentée sur la figure 5.19. Elle permet de piloter l'acquisition à distance par l'intermédiaire d'un PC sous Linux ou Windows.

La chaîne complète de lecture depuis la HPD, en passant par le VA-TA et l'acquisition par Ethernet a été testée et validée au cours de tests sur faisceau au CERN avec des barreaux de scintillateur liquide ou plastique. La description de ces tests ainsi que les résultats obtenus seront décrits dans le chapitre suivant.

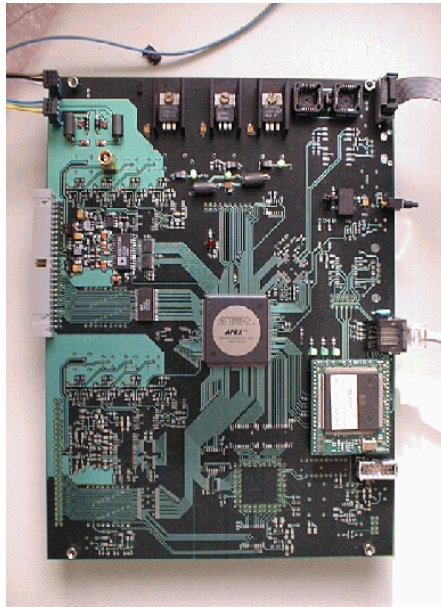


FIG. 5.19 – Photographie de la carte d'acquisition ORCA.

Bibliographie

- [1] P. Weilhamer, Nucl. Instr. Meth. A, 446(2000), 289-298.
- [2] C. Joram, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 61B, 153-1, 1998.
- [3] [http ://www.dep.nl/index.htm](http://www.dep.nl/index.htm)
- [4] L. Chaussard *et al.*, OPERA note interne, juillet 2001.
- [5] Matsusada Precision Inc., 745 Aoji-cho Kusatsu Shiga 525-0041, Japon.
- [6] [http ://www.ideas.no/](http://www.ideas.no/)
- [7] Y. Jacquier *et al.*, note privée.
- [8] B. M. Sundal, The VA-DAQ 1.2 test and readout system for the VA/TA chip sets, juin 1999.
- [9] J. Seguinot, communication privée.
- [10] R. DeSalvo, Nucl. Instr. Meth. A, 387(1997) 92-96.
- [11] E.H. Darlington, J. Phys. D :Appl. Phys., Vol 8(1975), 85-93.
- [12] C. Girerd *et al.*, OPERA note interne n^o21.

Chapitre 6

Détermination des paramètres des options du trajectographe

Dans ce chapitre je présenterai les résultats obtenus pendant des tests sur faisceau pour les trois options du trajectographe. J'insisterai plus particulièrement sur les tests pratiqués avec les scintillateurs plastiques et liquides car nous avons participé de manière active à ces tests. Les tests des RPC ont été réalisés par d'autres membres de la collaboration (CERN et Italiens).

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les résultats des expériences et de l'étalonnage de notre photo détecteur (HPD) et de son électronique de lecture (VA-TA). Il est maintenant possible de s'occuper des scintillateurs et de déterminer leurs caractéristiques. Nous avons étudié les deux scintillateurs proposés pour construire le trajectographe d'OPERA : les scintillateurs plastiques et les scintillateurs liquides. Ces tests ont été réalisés avec des rayons cosmiques et sur faisceau au CERN.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation du fonctionnement des scintillateurs et des fibres WLS. La deuxième partie présentera les sources de particules utilisées, la troisième partie montrera les résultats obtenus avec les scintillateurs liquides et la quatrième partie ceux obtenus avec des scintillateurs plastiques. Enfin, la dernière partie présentera les résultats des tests des RPC.

6.1 Les scintillateurs et les fibres WLS

Comme moyen de détection des particules, il a été proposé d'utiliser des scintillateurs plastiques ou liquides. Ces scintillateurs sont lus par des fibres WLS (Wave Length Shifting) à décalage d'indice.

6.1.1 Principe de fonctionnement du scintillateur

Les scintillateurs utilisés sont des scintillateurs organiques (composés de carbone et d'hydrogène) qui utilisent l'ionisation produite par une particule chargée pour générer des photons dont la longueur d'onde est généralement dans le bleu ou dans le vert [1]. Le taux de production est d'environ 1 photon pour un dépôt d'énergie de 100 eV.

La perte d'énergie est donnée par la formule de Bethe-Bloch. La figure 6.1 montre cette perte d'énergie pour des muons, pions et protons dans différents matériaux. On voit que

pour des muons supérieurs à quelques GeV, la perte d'énergie est de $2 \text{ MeV.cm}^2/\text{g}$ dans du carbone .

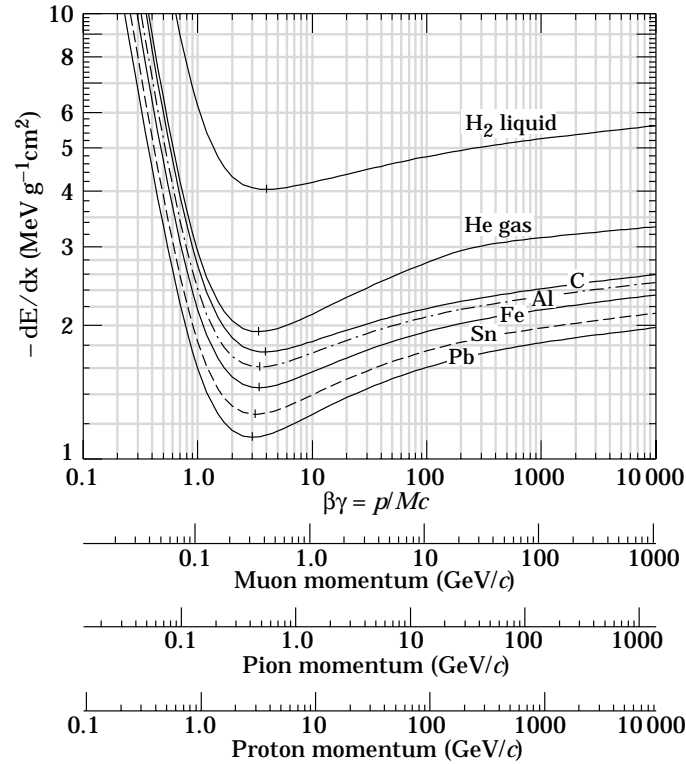


FIG. 6.1 – Perte d'énergie pour des muons, pions et protons dans différents matériaux 6.1.

Il est aussi important de connaître le seuil d'énergie nécessaire pour ioniser un matériau (figure 6.2). On peut remarquer que pour le carbone, cette énergie minimale est de $1,7 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$. Les particules dont l'énergie déposée est proche de cette énergie minimale seront appelées des m.i.p. (Minimum Ionising Particle).

Dans la suite de cette étude, il est utile de travailler avec des m.i.p., car il est ainsi possible de connaître l'énergie qu'elles laissent quand elles traversent un barreau de scintillateur. Un m.i.p. traversant un centimètre de scintillateur va produire environ 2×10^4 photons. Ces photons vont être capturés par des fibres WLS pour être ensuite détectés par des photodétecteurs.

6.1.2 Les fibres WLS

Les fibres utilisées pour récolter les photons produits par les scintillateurs sont des fibres WLS, ce sont des fibres optiques à décalage d'indice. L'absorption de la lumière se fait dans une longueur d'onde et la réémission dans une autre. La majorité des études a été réalisée avec les fibres Y11 de la firme japonaise Kuraray, et certains avec des fibres de Bicron. La figure 6.3 montre les spectres d'absorption et d'émission de ces fibres.

Ces fibres ont un diamètre de 1 mm ou de 1,2 mm. Elles sont composées d'une enveloppe composée de plusieurs gaines («multi-cladding») et d'un coeur ¹, ce qui permet à la lumière de

¹Le diamètre du coeur est de 1,096 mm pour un indice de réfraction de 1,59, le premier (second) «cladding» a un diamètre de 30 μm (20 μm) et un indice de 1,49 (1,42).

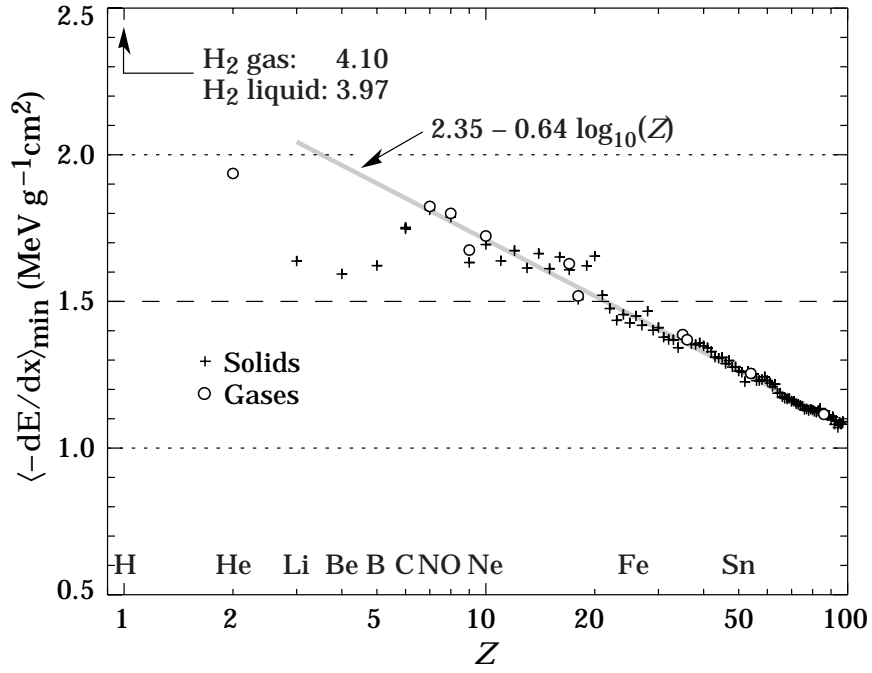


FIG. 6.2 – *Energie minimale d'ionisation pour différents éléments chimiques.*

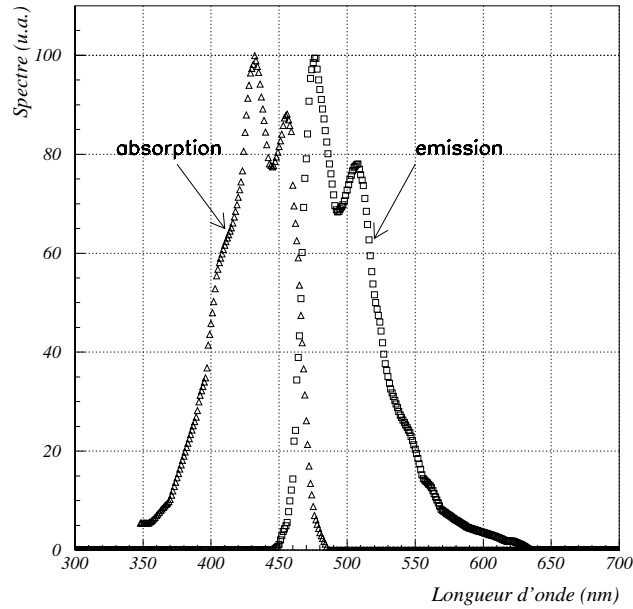


FIG. 6.3 – *Spectres d'absorption et d'émission des fibres WLS Y11 de Kuraray.*

se propager à l'intérieur sans perte : le principe de la réflexion totale est utilisé en choisissant correctement les valeurs des indices de la gaine protectrice et du coeur.

6.1.3 Les deux scintillateurs proposés pour OPERA

Dans le cadre de notre étude, deux scintillateurs étaient proposés pour réaliser le trajectographe d'OPERA :

- des scintillateurs plastiques produits par la société italienne Pol.Hi.Tech [2]. Les barreaux ont une section droite de $1 \times 2,6 \text{ cm}^2$ et une longueur de 6,7 mètres. Ils sont entourés de 0,2 mm de TiO_2 et sont groupés par paquets de 64 dans une boîte en aluminium d'épaisseur 0,5 mm. Le scintillateur est composé du même nombre d'atomes de carbone et d'hydrogène et il a une densité de 1,008.
- Le scintillateur liquide est produit par la société américaine Bicron [3]. Il s'agit du scintillateur BC571. Le liquide est dans une cellule en polycarbonate de 0,3 mm d'épaisseur. Le scintillateur est composé d'un mélange d'atomes de carbone et d'hydrogène (2 atomes d'hydrogène pour un atome de carbone) et a une densité de 0,86.

6.2 Les sources de particules utilisées

Pour les tests que nous avons réalisés, nous avons utilisé deux sources de particules : les rayons cosmiques et des particules produites par faisceau.

6.2.1 Les rayons cosmiques

Nous avons utilisé les muons cosmiques comme source de particules. L'avantage de cette source est qu'elle est disponible partout et que l'on n'a aucune contrainte pour l'utiliser. Un inconvénient est que cette source n'a pas de direction privilégiée et que l'on n'a aucune information temporelle sur l'arrivée d'un événement cosmique, de plus la dispersion en énergie des rayons cosmiques est inconnue.

La sélection des événements cosmiques se fera donc en utilisant un système de déclenchement. Ce système est composé de trois photomultiplicateurs (PM) «classiques» placés en coïncidence. Ces PM encadrent les barreaux de scintillateur liquide utilisés. Pour que l'acquisition enregistre un événement, il faut que les «doigts» de scintillateurs collés sur les trois PM aient été traversés par un rayon cosmique. Sur ces PM était collé un barreau de scintillateur qui donnait une information quand il était traversé par une particule. De cette façon uniquement les rayons les plus verticaux sont sélectionnés. Un autre problème auquel nous avons été confrontés est le manque de statistique. En effet il n'y a pas beaucoup d'événements qui déclenchent les trois PM à la fois, et, pendant nos tests, nous avons mesuré un taux de environ 3 événements par minute. Une solution afin d'augmenter cette statistique est de se placer sur faisceau.

6.2.2 Tests sur faisceau

Des tests ont été réalisés par deux fois sur faisceau au CERN. Ces tests ont eu lieu dans la zone expérimentale T7. Nous utilisons un faisceau produit par le PS et dont une partie est extraite et dirigée vers les zones expérimentales. Ce faisceau fournissait des électrons, pions et muons dont l'énergie était comprise entre 2 et 10 GeV. Nous pouvions faire varier l'énergie des particules et surtout le nombre de particules par paquets fournies par le PS. Le déclenchement se faisait là aussi en utilisant la coïncidence entre plusieurs PM. Ces PM étaient équipés de très fins scintillateurs et placés sur le faisceau.

6.3 Tests des scintillateurs plastiques

Les scintillateurs plastiques ont été testés par les groupes français (Lyon [4], Strasbourg [5]) et suisse (Bern). Je présenterai dans ce chapitre les résultats obtenus par Lyon pendant les tests sur faisceau au CERN : le photodétecteur utilisé était une HPD et l'électronique de lecture était le système VA-TA. L'acquisition se faisait via Ethernet. Les buts de ces tests étaient :

- de valider la chaîne complète d'acquisition et notamment l'acquisition par Ethernet,
- le second but était de tester des connexions avec des fibres claires entre le module de plastique et la HPD. En effet, une option serait de placer les photodétecteurs dans les coins des murs et il est alors nécessaire d'avoir des connexions avec des fibres claires.

6.3.1 Description du montage

Afin de tester notre électronique un module de trois plans de scintillateur plastique a été réalisé à Lyon (figure 6.4). Ces plans font environ 70 cm de long pour 40 cm de haut et la distance entre les plans est variable.

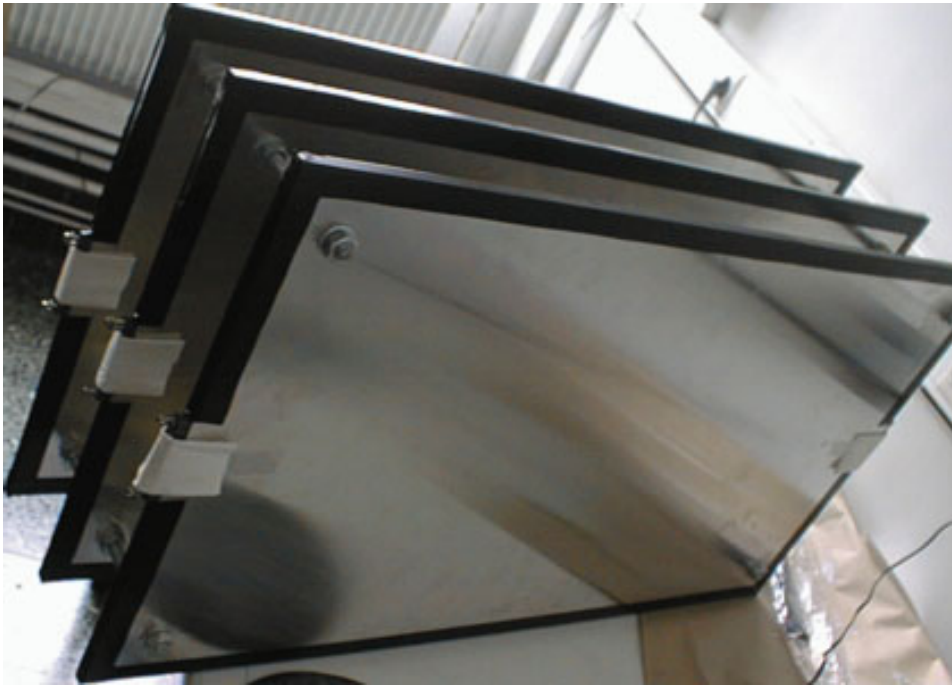


FIG. 6.4 – Photo du module réalisée avec du scintillateur plastique. Il est composé de trois plans de 16 barreaux qui sont placés à l'intérieur d'un emballage en aluminium.

Chaque plan est composé de 16 barreaux de scintillateur plastique (figure 6.5). Le même scintillateur que celui proposé pour OPERA a été utilisé.

Les barreaux ont une section de $1 \times 2,6 \text{ cm}^2$ et une longueur de 40 cm. La lecture des scintillateurs se fait avec des fibres WLS de 1,2 mm pour deux plans (fibres Y11 de Kuraray) et de 1 mm pour le troisième plan (fibres de Bicron). Les fibres sont collées dans un sillon qui est creusé à la surface du scintillateur. À chaque extrémité de chaque barreau, les fibres sont regroupées par paquet de 16 afin d'arriver en contact avec un connecteur optique qui permet de faire la jonction avec les HPD.

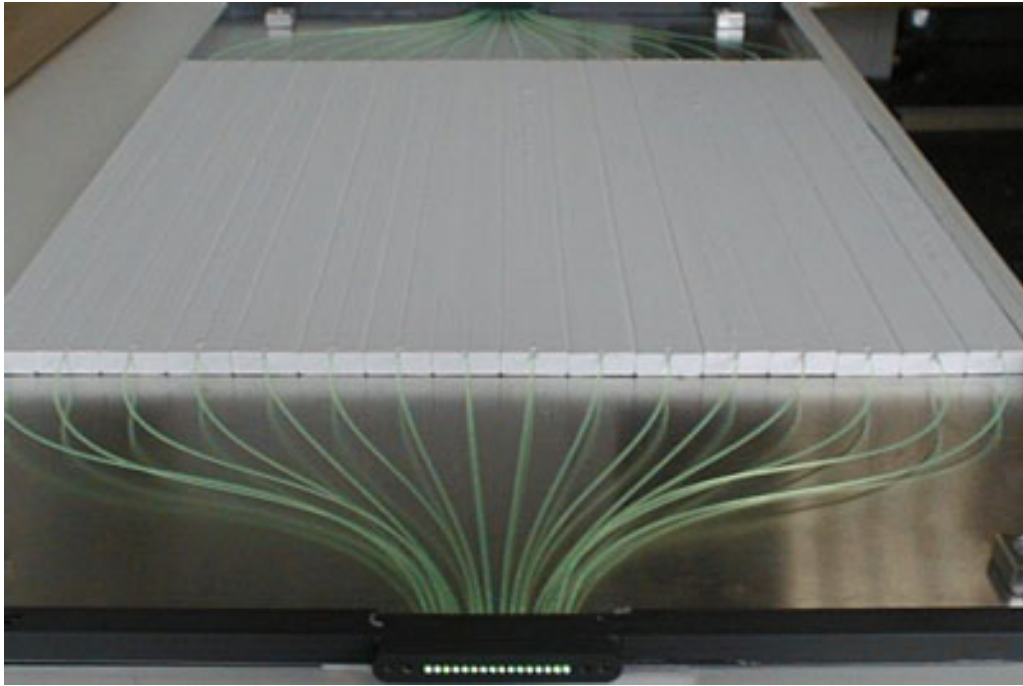


FIG. 6.5 – Composition d'un des plans du module de scintillateur plastique.

Cette jonction se fait par des fibres claires dont la longueur est de 35 cm et le diamètre de 1,2 mm. Le contact entre les connecteurs et les fibres claires était purement mécanique, de même que le contact entre le connecteur et la HPD : il n'y avait pas de graisse optique. Les connecteurs sont des pièces en PVC qui sont fixées sur le module de plastique. D'un côté arrivent les fibres WLS qui sont collées, et en regard on peut fixer les fibres claires.

6.3.2 Détermination du nombre de photoélectrons

La réponse de ce module à des m.i.p. a été étudiée. Comme source on a utilisé des électrons, pions et muons dont l'énergie variait de 2 à 10 GeV.

Le module de scintillateur plastique était placé sur une table dont on pouvait faire varier la hauteur. De cette façon les barreaux ont tous été placés les uns après les autres dans le faisceau. Il y a moins de statistique sur les barreaux du bord car ils sont moins touchés par le faisceau.

La figure 6.6 montre la distribution du nombre de photo électrons que l'on détecte à une extrémité d'un barreau, l'autre extrémité étant recouverte d'un cache opaque (pas de miroir). Cette figure montre aussi un ajustement possible avec une fonction de Poisson.

La figure 6.7 montre le nombre moyen de photo électrons qui a été obtenu pour chaque barreau de scintillateur, pour les deux plans équipés de fibres Y11 et pour le plan équipé des fibres de Bicron.

Le nombre moyen de photoélectrons a été déterminé de deux manières, soit en utilisant la valeur moyenne de la distribution, soit en utilisant un ajustement de la distribution par une courbe de Poisson. Les différences entre les deux calculs apparaissent surtout sur le plan dont les canaux de lecture avaient un piédestal large, ce qui fait baisser la valeur moyenne. Le nombre moyen de photoélectrons obtenu pour un des plans avec des fibres Y11 est de $8,4 \pm 0,8$; pour l'autre plan avec des fibres Y11, ce nombre est de $9 \pm 1,2$. Pour le plan avec

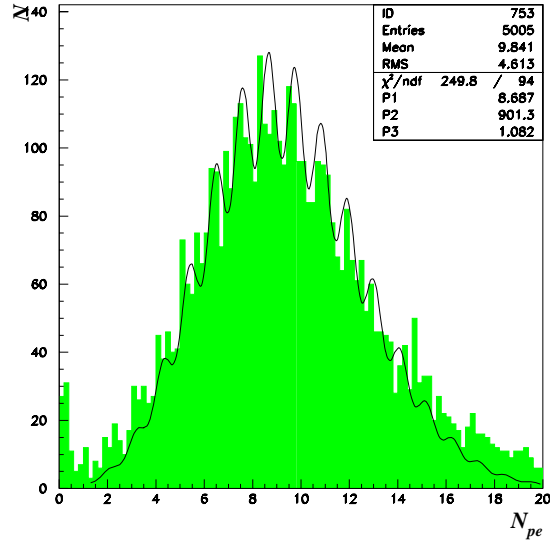


FIG. 6.6 – Distribution du nombre de photo électrons pour un barreau.

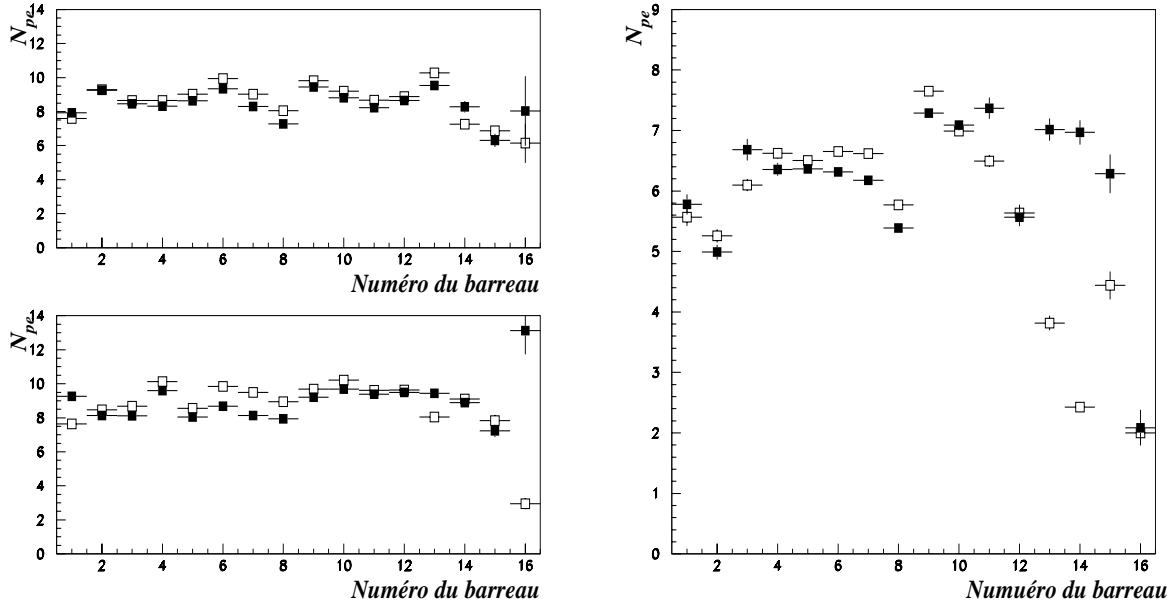


FIG. 6.7 – Nombre moyen de photo électrons détectés sur chaque barreau pour les deux plans de scintillateur avec les fibres Y11 (figure de gauche) et pour le plan avec les fibres de Bicorn (figure de droite). La valeur du barreau 16 correspond à une fibre cassée. Les carrés noirs sont obtenus avec un ajustement par Poisson et les carrés blancs sont obtenus en calculant la valeur moyenne.

des fibres de Bicorn, ce nombre est de $6,1 \pm 1,2$ [4]. Cette dernière valeur est beaucoup plus faible car la collection de lumière est moins bonne avec les fibres de Bicorn qu'avec celles de Kuraray et le diamètre des fibres est plus faible.

Les résultats obtenus peuvent se résumer à environ 9 photoélectrons détectés à 70 cm du

centre du barreau (35 cm de scintillateur plastique et 35 cm de connexion par fibres claires).

6.3.3 Etude de la diaphonie sur faisceau

La position des fibres sur la surface d'entrée de la HPD doit être optimisée afin de minimiser la diaphonie. Cette optimisation est réalisée en tournant le «cookie»² des fibres sur la HPD. Il faut maximiser le signal sur un pixel et minimiser celui que l'on a sur les pixels voisins qui ne sont pas connectés. La figure 6.8 montre la diaphonie que l'on a sur l'ensemble de la HPD quand on prend le signal du barreau 8 de chaque plan comme référence.

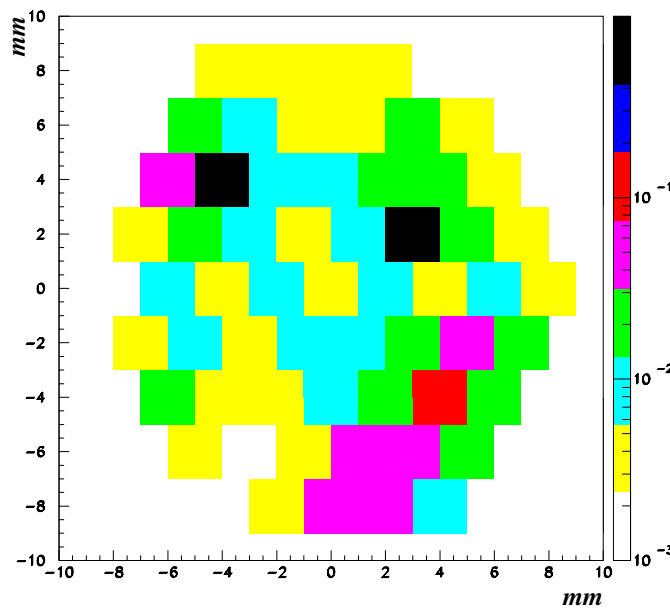


FIG. 6.8 – Carte de la HPD montrant la diaphonie entre pixels.

Cette diaphonie est d'environ 2% ce qui correspond à la valeur intrinsèque de la HPD (voir chapitre précédent). On peut donc en conclure que les fibres sont bien ajustées sur la surface d'entrée de la HPD.

6.3.4 Bilan des tests sur faisceau du scintillateur plastique

Les tests sur faisceau nous ont permis de montrer plusieurs points :

- l'acquisition par Ethernet est très facile d'utilisation et a été complètement validée. Il est possible de piloter les alimentations depuis la salle de contrôle ainsi que de lancer une acquisition. Les interventions sur les zones du faisceau sont ainsi limitées.
- Les connexions par fibres claires sont possibles et n'induisent pas une diaphonie supplémentaire car on retrouve la valeur intrinsèque de 2% de la HPD.
- On a mesuré 9 photoélectrons à 70 cm du centre et ces valeurs sont compatibles avec celles mesurées par Strasbourg sur un prototype de taille réelle (figure 6.9).

²Pièce en plastique qui permet de regrouper les fibres et des les positionner en contact avec la HPD ou la sortie du plan de scintillateur.

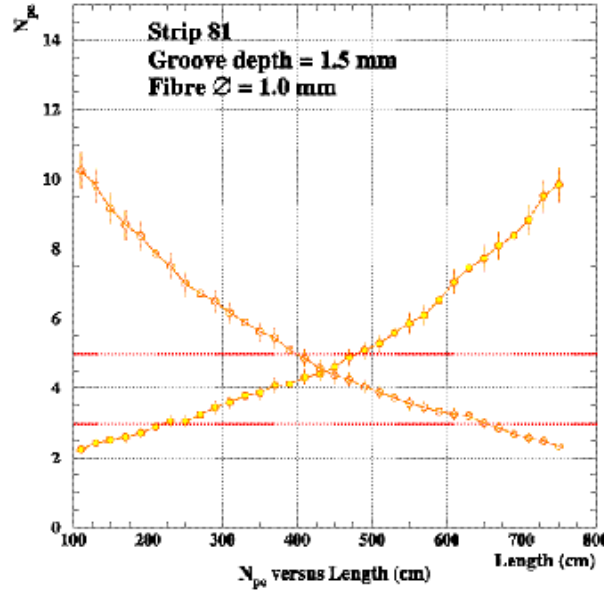


FIG. 6.9 – Nombre de photo électrons mesurés à chaque extrémité d'un barreau de scintillateur.

6.4 Tests des scintillateurs liquides

L'autre option que nous avons testé pour le trajectographe d'OPERA est l'utilisation de scintillateur liquide. Les objectifs de ces tests étaient :

- de prouver la faisabilité d'un trajectographe avec du scintillateur liquide,
- de déterminer le nombre de photoélectrons que l'on obtient avec du scintillateur liquide,
- de déterminer la longueur d'atténuation des fibres avec la photocathode S20 de la HPD.

6.4.1 Description du montage

Pour cette étude nous avons utilisé un banc cosmique. Ce banc était composé d'un barreau fabriqué au CERN de 7 mètres de long. Il y avait 3 plans de 4 cellules carrées de 1cm de côté. Ces cellules étaient remplies de scintillateur liquide (le même que celui proposé pour OPERA). La lecture de l'information se faisait par des fibres WLS (Y11 de Kuraray de 1,2 mm de diamètre) qui baignaient directement dans le scintillateur. Une HPD permettait la lecture à un bout et il n'y avait pas de miroir à l'autre bout. La figure 6.10 montre le montage qui a été utilisé. On peut remarquer en bas à droite les PM utilisés pour le déclenchement de l'acquisition.

Le système de déclenchement était composé par la coïncidence de trois PM équipés de scintillateurs plastiques. Une particule traversant les scintillateurs (de déclenchement) va donner un signal aux PM. Ceux-ci sont connectés à un module de coïncidence qui déclenche l'acquisition quand les trois PM ont envoyé une information supérieure à un seuil.

6.4.2 Mesure de la longueur d'atténuation

Afin de déterminer la longueur d'atténuation des fibres nous avons réalisé des mesures à différentes distances de la HPD. Nous avons déplacé le module de déclenchement, entre 0,6 mètre et 5,8 mètres, de cette façon la distance où était le module nous donnait la position

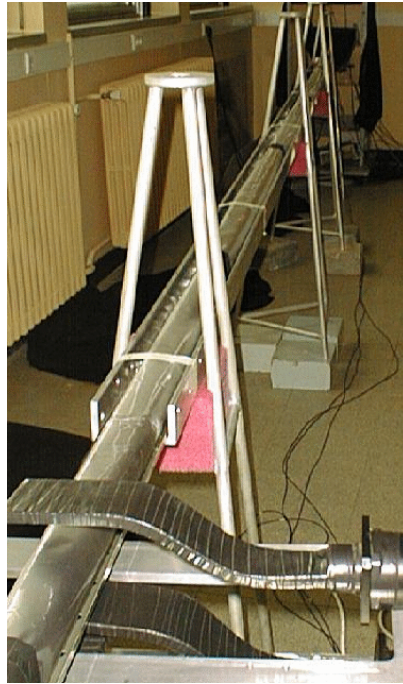


FIG. 6.10 – Photographie du montage utilisé pour les tests du scintillateur liquide avec des rayons cosmiques.

du point de mesure. À chaque emplacement, nous avons pris des données pendant environ une journée. La figure 6.11 montre le nombre de photo électrons obtenu pour chacune des positions mesurées.

Le nombre moyen de photo électrons varie avec la distance (ce qui est normal) et on obtient 5 photoélectrons à 4 mètres. Avec ces points de mesure, il est possible d'ajuster une exponentielle qui nous donne la longueur d'atténuation de la fibre. En général ces ajustements se font avec deux exponentielles, mais dans notre cas à cause de la faible statistique, les ajustements n'ont été fait qu'avec une exponentielle. Ces ajustements nous ont permis de trouver une longueur d'atténuation moyenne de 5,8 mètres pour les 12 cellules . Cette longueur est compatible avec celle mesurée par Strasbourg qui est de 5,7 mètres.

6.4.3 Tests sur faisceau du scintillateur liquide

Il a été réalisé au CERN un prototype à l'échelle du détecteur OPERA d'un module de scintillateur liquide. Ce module était composé de barreaux de 6 mètres de long et composé de 50 cellules. Il y avait 2 plans horizontaux et 3 plans verticaux. Une partie de ces plans était lue par un autre photodétecteur, l'EBCCD testé par des collaborateurs du CERN. La figure 6.12 montre le spectre de photoélectrons obtenu pendant les tests sur faisceau avec du scintillateur liquide et avec une HPD.

Le nombre moyen de photoélectrons trouvés est de 4,6 à une distance de 4 mètres. Cette mesure est complètement compatible avec celle obtenue dans le cas précédent avec des rayons cosmiques.

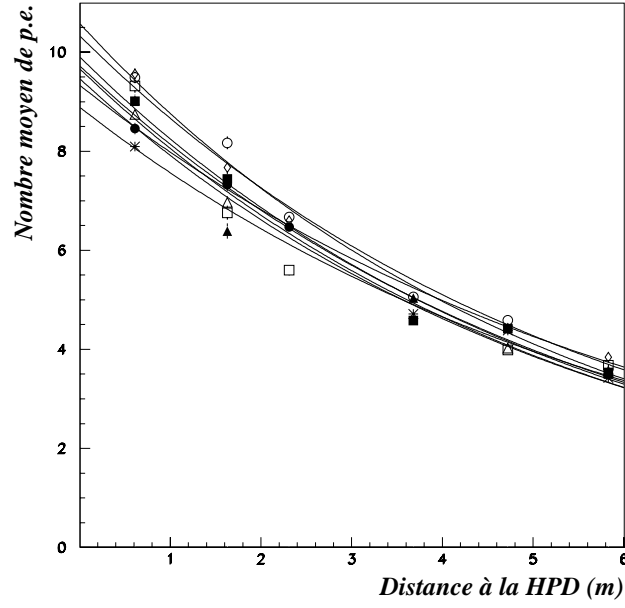


FIG. 6.11 – Nombre moyen de photo électrons en fonction de la distance à la HPD. Les différents points correspondent aux différentes cellules du liquide et les incertitudes sur les valeurs du nombre de photo électrons sont d'environ ± 1 . Chaque mesure correspond environ à 10 000 événements

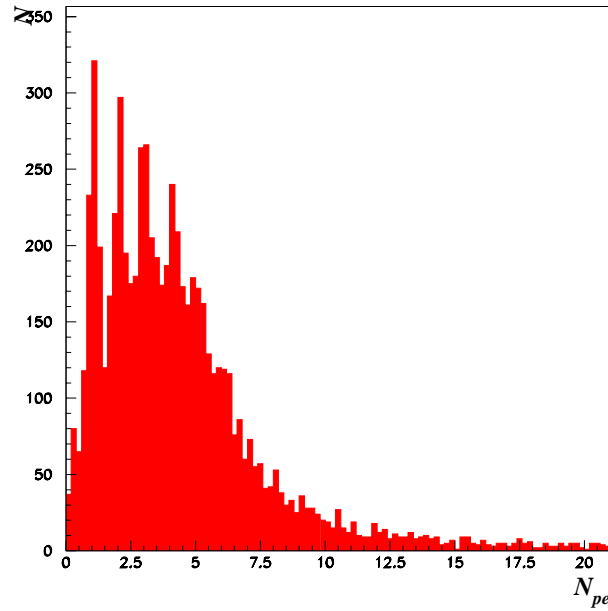


FIG. 6.12 – Distribution en photoélectrons obtenue avec la HPD et le scintillateur liquide sur faisceau.

6.4.4 Bilan des tests du scintillateur liquide

Les tests du scintillateur liquide nous ont montré les résultats suivants :

- il est possible de construire des plans horizontaux et verticaux avec du scintillateur liquide. Les problèmes de fuite liés au liquide ont pu être résolus.
- La longueur d'atténuation des fibres mesurée avec la HPD est de 5,8 mètres.
- On détecte environ 5 photoélectrons à 4 mètres avec des cellules de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ remplies de scintillateur liquide.

6.5 Comparaison des performances des scintillateurs liquides et des scintillateurs plastiques

Nous avons montré dans les parties précédentes les résultats obtenus pour les deux scintillateurs testés. Avant d'aborder la partie suivante qui sera consacrée à la simulation du détecteur dans les différentes options, nous allons résumer les résultats obtenus.

Ces différents tests nous ont d'abord permis de valider entièrement la chaîne d'acquisition depuis la HPD, son électronique de lecture (le système VA-TA) et l'acquisition par Ethernet. Cette validation a été réalisée en mode auto déclenché ou avec un déclenchement externe.

Nous avons aussi pu mesurer le nombre moyen de photoélectrons pour chaque option de scintillateur étudiée. Nous avons trouvé les résultats suivants :

- pour le scintillateur liquide, nous avons mesuré 5 photoélectrons à 4 mètres avec des cellules de $1 \times 1 \text{ cm}^2$.
- pour les scintillateurs plastiques nous avons mesuré 9 photoélectrons à 70 cm. En tenant compte des valeurs des longueurs d'atténuation, cette valeur est équivalente à environ 5 photoélectrons à 4 mètres pour des cellules de $1 \times 2,6 \text{ cm}^2$.

Les deux scintillateurs ont le même nombre de photoélectrons (5 à 4 mètres) mais les cellules ont des tailles différentes. En effet les cellules du scintillateur liquide sont plus petites et, si le pouvoir scintillant du liquide était le même que celui du plastique, on devrait voir beaucoup plus de photoélectrons (entre 2 et 3 fois plus), car les photons présents dans le scintillateur sont plus rapidement capturés par la fibre. Cela n'est pas du tout le cas : le scintillateur liquide a une production en photo électrons qui est un peu faible.

Avec ces mesures, il semble que les scintillateurs plastiques sont meilleurs que les scintillateurs liquides. Afin de confirmer cet effet et de voir l'impact qu'aura cette différence sur les efficacités du détecteur, il est nécessaire de réaliser une simulation complète des différentes options. Le chapitre suivant est consacré à cette simulation et nous verrons les efficacités que l'on peut obtenir avec chaque option.

6.6 Et les RPC ...

Dans cette partie, je présenterai les résultats expérimentaux obtenus pendant des tests sur faisceau avec des RPC. Nous n'avons pas directement participé à ces tests, ils ont été réalisés par d'autres membres de la collaboration.

Le descriptif du trajectographe construit avec des RPC ainsi que le principe de fonctionnement des RPC ont été décrits dans le chapitre 4. Pour les tests, six RPC de 0,64 cm d'épaisseur et de $60 \times 70 \text{ cm}^2$ de côté ont été utilisées. Chaque RPC est entourée de deux plaques de seize «strips» de 1 cm de largeur espacées de 1 mm. Ces «strips» permettent d'avoir une information horizontale et verticale sur le passage d'une particule. La charge induite par une décharge est d'environ 100 pC, la durée d'une impulsion est de 10 ns, pour

un temps de montée de 2 ns et une amplitude de 300 mV. Il faut quelques millisecondes pour qu'une RPC retrouve un état «normal». Des plaques composées de plomb et d'aluminium ont été placées devant ou entre les RPC afin de connaître la réponse de ces RPC à des gerbes [6].

Le premier test a consisté à étudier la réponse d'une RPC au passage d'une particule unique. Pour cela un faisceau de muons a été utilisé. Sur la figure 6.13 on peut voir la distribution en charge sur les «strips» d'une plaque. Le signal se répartit sur plusieurs et «strips» et 95% de la charge de la particule incidente est comprise dans les 5 «strips» autour du point d'impact [3].

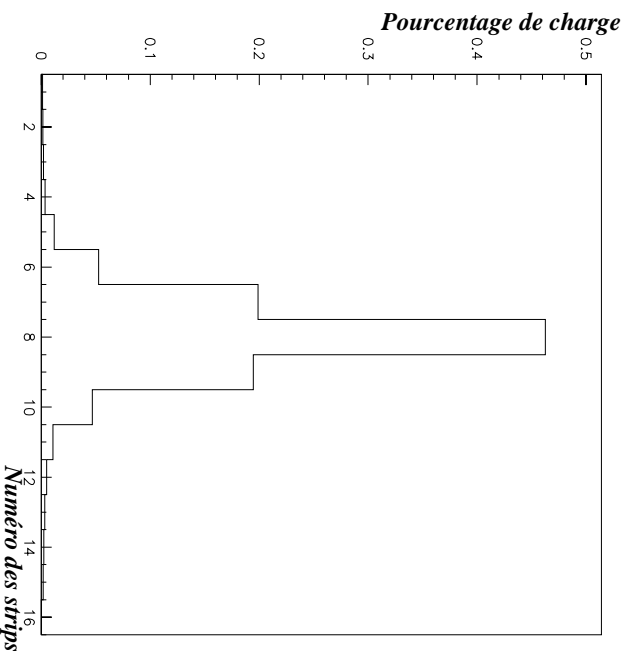


FIG. 6.13 – Réponse d'un plan de RPC à une particule unique. On voit la «strip» touchée directement, et les autres par induction.

Comme les RPC sont des détecteurs gazeux et que plus une particule traverse du gaz plus elle risque de provoquer une décharge, l'étude de la réponse d'une RPC en fonction de l'angle d'impact des particules a été réalisée. La figure 6.14 montre la comparaison des réponses d'une RPC à des particules horizontales ou à des particules avec un angle d'incidence de 45°. Le décalage du premier pic est dû à l'augmentation de signal avec des particules inclinées car elles traversent plus de gaz que des particules horizontales. Le deuxième pic correspond à un photon de l'avalanche qui frappe la Bakélite, arrache un électron et produit une nouvelle décharge (10% des cas). Ce second pic n'a pas augmenté comme prévu car les angles n'étaient pas assez grands pour que les particules sortent de la zone interdite.

La dernière caractéristique à avoir été testée est la réponse des RPC en fonction de la densité de particules, donc le comportement avec une gerbe électromagnétique. Pour cela des faisceaux d'électrons ont été envoyés sur des plaques de plomb et d'aluminium placées devant les RPC afin de créer une gerbe. De plus la distance entre les plaques et les RPC a varié afin de modifier la densité de particules. La figure 6.15 montre le comportement des RPC quand la densité varie. On remarque que quand la densité augmente la valeur moyenne

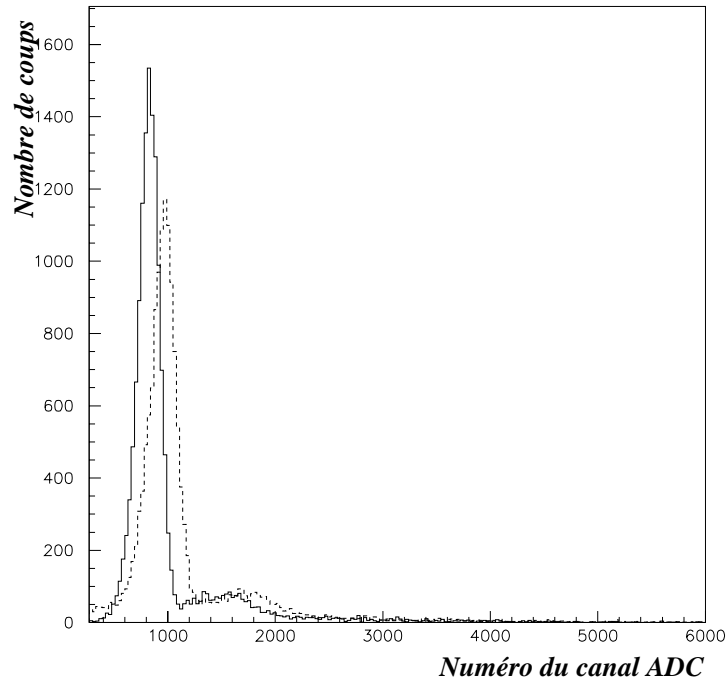


FIG. 6.14 – Comparaison de la réponse d'une RPC à des particules horizontales (trait plein) ou à des particules inclinées à 45° (pointillés).

du signal diminue, les particules sont donc plus difficilement détectées. Cette étude a été réalisée à différentes énergies, ce qui est un autre moyen de faire varier la densité.

Ces caractéristiques des RPC ont permis de développer une simulation. Celle-ci sera utilisée par la suite afin de déterminer les efficacités que l'on peut obtenir avec un trajectographe à base de RPC.

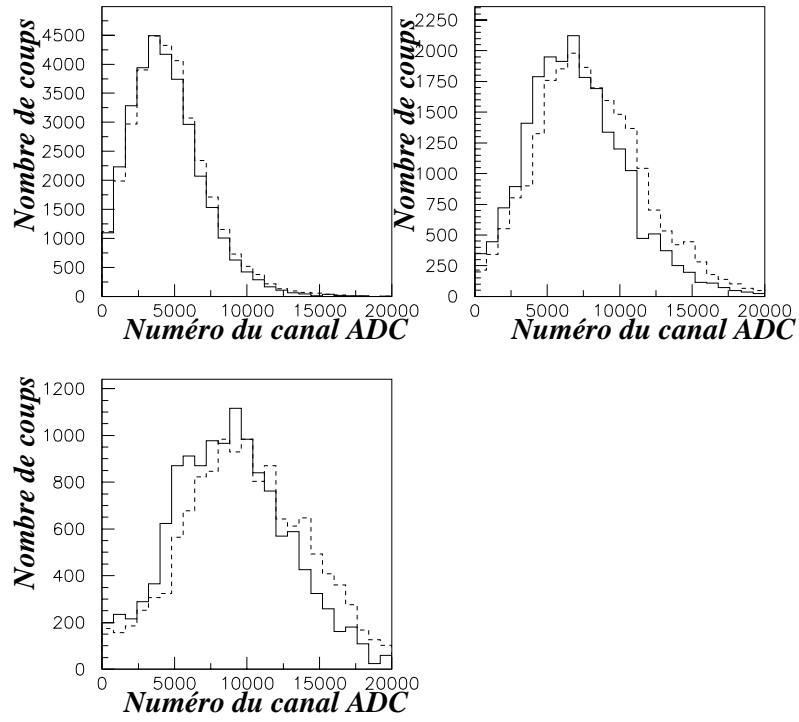


FIG. 6.15 – Réponse des RPC avec des plaques situées à 1 cm (trait plein) ou à 5 cm (pointillés) pour des électrons de 1, 2 et 3 GeV.

Bibliographie

- [1] <http://pdg.lbl.gov>
- [2] Pol.Hi.Tech, s.r.l., 67061 CARSOLI (AQ), S.P. Turanense Km., 44 400 Italie.
- [3] <http://www.bicron.com>
- [4] L. Chaussard *et al*, note interne OPERA, juillet 2001.
- [5] R. Arnold *et al*, note interne OPERA, juin 2001 n° 17.
- [6] Carole Héritier, rapport de stage de DEA, Université Claude Bernard Lyon 1, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, juillet 2001.
- [7] T. Kellmann *et al.*, CERN/SPSC 2001-025, SPSC/M668, LNGS-EXP, 30/2001, add. 1/01.

Chapitre 7

Simulation du détecteur dans les trois configurations proposées pour le trajectographe

Après avoir étudié les caractéristiques techniques des trois options proposées pour le trajectographe (scintillateur plastique, scintillateur liquide ou RPC) et après avoir étalonné ces détecteurs, il est possible de réaliser une simulation complète du détecteur OPERA (cible + trajectographe + spectromètre). Cette simulation a été réalisée afin de déterminer les efficacités que l'on peut atteindre avec OPERA. Dans ce chapitre, je présenterai les efficacités qui ont été obtenues pour la localisation du mur du vertex et pour la localisation de la brique de l'interaction.

La première partie présentera les outils de la simulation. La seconde partie sera consacrée à l'étude des particules diffusées vers l'arrière. La troisième partie donnera les efficacités de localisation du mur et la quatrième celles de localisation de la brique. Enfin la dernière partie résumera l'ensemble des valeurs obtenues pour les trois options du trajectographe.

7.1 Les outils de la simulation

Une simulation complète du détecteur a été nécessaire afin de déterminer les capacités du détecteur. Ces simulations numériques par Monte-Carlo permettent de décrire la réponse du détecteur à des événements physiques.

7.1.1 Générateur d'événements

Pour simuler un événement, il faut disposer d'un générateur qui reflète la physique des interactions neutrinos avec les nucléons contenus dans le plomb. Ce générateur repose sur les programmes JETTA et RESQUE modifiés.

JETTA est un code FORTRAN basé sur le modèle LEPTO [1] pour les interactions profondément inélastiques. Le mouvement de Fermi des nucléons est traité dans l'approximation du gaz de Fermi qui considère les nucléons comme des fermions libres dans un volume de taille finie [1]. Les réinteractions nucléaires non prises en compte dans une première étude ont été rajoutées par la suite en utilisant le générateur de NOMAD [3]. Pour les interactions du neutrino tau, la masse du tau ainsi que sa polarisation sont prises en compte.

Les processus résonnants et quasi-élastiques sont simulés séparément avec un autre code FORTRAN : RESQUE [4].

La sortie du générateur nous fournit un fichier ASCII qui contient le nombre de vertex (un pour les événements ν_μ CC et ν_μ NC, deux pour les événements τ), le nombre de particules pour chaque vertex ainsi que leur nature, le code de la particule «mère» pour des particules issues de désintégration, l'énergie et les composantes de l'impulsion de chaque particule. La figure 7.1 montre la manière dont est décrit un événement à la sortie du générateur.

1	30	0	4	0.00000	0.00000	0.00000	81.02498
2	1	1	34	1.05504	-3.24827	65.1787	
3	2	1	10	0.03600	-0.13676	0.32742	
4	3	1	19	-0.15543	0.52125	1.25123	
5	4	1	13	-0.02238	0.23106	0.10359	
6	5	1	13	0.30384	-0.29636	0.34707	
7	6	1	9	-0.06286	0.20253	0.68802	
8	7	1	9	-0.09862	-0.08296	0.19924	
9	8	1	8	-0.55722	1.05402	1.13676	
10	9	1	13	-0.26131	0.36651	0.31302	
11	10	1	14	0.36663	-0.16519	0.81334	
12	11	1	13	-0.24162	0.43774	-0.10033	
13	12	1	13	-0.02787	0.09971	0.69433	
14	13	1	14	0.60794	-0.54349	0.08303	
15	14	1	13	-0.04034	0.00897	0.02225	
16	15	1	13	-0.05830	0.09901	0.10974	
17	16	1	13	0.40605	0.32947	0.51692	
18	17	1	14	0.05502	0.50422	0.01700	
19	18	1	13	0.15654	-0.20786	-0.37434	
20	19	1	14	0.06017	0.03316	0.28250	
21	20	1	14	0.15627	0.18293	0.07343	
22	21	1	13	-0.15994	-0.10480	0.02869	
23	22	1	13	-0.10206	0.07000	-0.15085	
24	23	1	14	-0.16520	-0.00987	-0.10537	
25	24	1	14	-0.03293	-0.15892	0.25918	
26	25	1	1	-0.08381	0.07771	0.44149	
27	26	1	1	-0.79703	1.33965	5.18438	
28	27	1	1	-0.00607	0.01015	0.23898	
29	28	1	1	-0.06016	-0.01406	0.02947	
30	29	1	1	-0.12065	0.00737	-0.14735	
31	30	1	1	-0.01585	-0.02240	0.02537	
32	31	1	34	0.02232	-0.06872	1.37881	
33	32	2	4	0.96119	-1.13699	22.39438	
34	33	2	9	0.14047	-0.93411	10.77957	
35	34	2	1	-0.04136	-0.10698	2.77150	
36	35	2	1	-0.00535	-1.06792	29.22723	

FIG. 7.1 – Format du fichier de sortie du générateur neutrinos. Le τ^- (code 34) se désintègre en ν_τ (code 4), π^- (code 9) et en deux γ (code 1).

7.1.2 Simulation du détecteur : AIDA

La géométrie du détecteur ainsi que la nature des matériaux ont été décrits avec le code GEANT 3.21 [5] intégré dans un ensemble de programmes écrits en Fortran 77 et regroupés dans le paquet nommé AIDA.

Toutes les traces primaires issues d'une interaction neutrino sont suivies dans le détecteur en tenant compte des processus physiques adéquats (ionisation, bremsstrahlung...). Les particules secondaires issues de ces processus sont suivies jusqu'à 1 MeV d'énergie cinétique pour les photons et jusqu'à 10 MeV pour toutes les autres particules. Les informations de chaque particule traversant une zone sensible du détecteur sont sauvegardées afin de pouvoir être utilisées pour la reconstruction.

La cible a été simulée en un seul bloc (pas de division en briques), mais les successions de plans de feuilles d'émulsion photographiques et de plomb sont présentes. Les émulsions sont représentées comme étant un mélange décrit dans le tableau 7.1 et dont la densité globale est de 3,8. Les grains des émulsions ne sont pas simulés.

Une simulation avec chaque option pour le trajectographe a été réalisée. Cette simulation a tenu compte des caractéristiques techniques de chaque option : enveloppe en TiO_2 et boîte en aluminium pour les scintillateurs plastiques, cellules en polycarbonate pour les scintillateurs liquides, zone morte pour les RPC...

Numéro atomique	Symbole	Poids
47	Ag	1,8
35	Br	1,3
53	I	0,01
6	C	0,3
1	H	0,05
8	O	0,3
7	N	0,07
16	S	0,007

TAB. 7.1 – *Composition des émulsions pour la simulation.*

Le spectromètre a été simulé avec les plans de fer magnétisé ($B = 1,8$ T) et les RPC qui seront utilisées pour la localisation de la trace des particules dans le spectromètre.

La simulation inclut aussi les plans de VETO, les plans des tubes à dérives ainsi que les plans des RPC du spectromètre.

7.1.3 La reconstruction : ADORE

Après avoir simulé un événement dans le détecteur, il faut le reconstruire en tenant compte de seuils sur chaque partie du détecteur : il s'agit du paquet ADORE codé en Fortran 77 et interfacé avec HBOOK/PAW [6]. La sortie de ADORE fournit un ntuplet que l'on va pouvoir utiliser pour l'analyse. Il sera alors possible de sélectionner des particules, de leurs appliquer des coupures etc...

Pour les scintillateurs, l'énergie déposée dans le barreau ainsi que la position du dépôt sont connues (AIDA). Ce dépôt va être converti en un nombre de photoélectrons à chaque extrémité du barreau. Cette conversion est réalisée avec une fonction dépendant de deux longueurs d'atténuation, chaque terme étant pondéré par un poids. La longueur d'atténuation courte est $\lambda_{courte} = 79$ cm et son poids est 0,5746, l'autre longueur d'atténuation est $\lambda_{grande} = 573$ cm et son poids est 0,4254. La normalisation est faite en utilisant le dépôt d'un m.i.p. (2 MeV/cm) qui produit 8 photoélectrons (p.e.) au centre. En plus pour le scintillateur liquide, un miroir de réflectivité 60% est utilisé à une extrémité de la fibre.

Le signal des RPC est réparti sur 8 pistes afin de simuler le phénomène d'induction. Cette répartition a été modélisée grâce aux tests sur faisceau.

7.1.4 La simulation du futur

Les outils de simulation présentés ci-dessus sont basés sur le FORTRAN et utilisent les bibliothèques standards du CERN (Mathlib, Cernlib, Pawlib ...) ainsi que l'environnement GEANT3. Ces bibliothèques ne seront plus maintenues d'ici quelque temps (environ 5 ans) et seront figées. En conséquence de quoi, la communauté scientifique s'est orientée vers des simulations «Orienté Objet» en C++ (expériences LHC). Il est donc indispensable que la simulation d'OPERA évolue elle aussi vers un environnement Orienté Objet. Pour cela des études visant à réaliser cette simulation avec GEANT4 [7] dans un environnement ROOT ont débuté [8].

7.1.5 Résultats de la simulation

Nous avons simulé pour les trois options les canaux de physique suivants :

- 30 000 événements pour chacun des processus profondément inélastiques (DIS) ν_μ CC, ν_μ NC, $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$,
- 20 000 événements pour chacun des processus quasiment élastiques (QE¹) $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$.

La simulation complète des trois options nécessite environ trois semaines de calcul et représente une trentaine de giga octets de données. Nous avons utilisé ces événements afin de caractériser le détecteur. Cette caractérisation est réalisée afin de connaître les efficacités de localisation du mur et les efficacités de localisation de la brique.

7.2 Les particules diffusées vers l'arrière

La première étape de l'analyse consiste à trouver le mur dans lequel a eu lieu l'interaction. Il serait intuitif de penser que le mur du vertex soit le mur touché le plus en amont dans le détecteur. Cependant certaines particules peuvent partir vers l'arrière («back-scattering») et cela peut poser un problème dans la localisation du bon mur. Le tableau 7.2 montre la nature des particules de «back-scattering». Les RPC présentent plus de pions et d'électrons et moins de protons.

Nature du trajectographe	Electrons	Pions	Protons	Autres
Scintillateurs	57%	13%	20%	10%
RPC	64%	25%	10%	1%

TAB. 7.2 – *Nature des particules présentes dans le «back-scattering» en pourcentage de l'ensemble des particules de «back-scattering».*

Le générateur d'événements neutrinos avec réinteraction nucléaire a eu pour effet d'augmenter la fraction d'événements présentant une information dans un mur situé avant le vertex. Le tableau 7.3 présente la fraction d'événements ayant du «back-scattering». Cette information est donnée pour les scintillateurs (plastique ou liquide) et les RPC. Pour les événements tau les paramètres de l'oscillation sont $\Delta m^2 = 3.10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$. La figure 7.2 présente la distribution en nombre de plans de «back-scattering». La majorité de celui-ci (78%) se trouve le premier mur situé avant le mur du vertex.

Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont de l'ordre de 2% pour les événements avec tau et de l'ordre de 0,2% pour les événements sans tau. Comme on peut le noter les scintillateurs montrent plus de «back-scattering» que les RPC. Cela vient de la nature des RPC qui sont des détecteurs gazeux et dont la matière morte (enveloppe) est moins importante que pour les scintillateurs. De plus les scintillateurs contiennent de l'hydrogène et donc des protons libres sur lesquels peuvent interagir les neutrons. La figure 7.3 montre la comparaison des fractions de «back-scattering» pour les événements DIS.

Les scintillateurs présentent en moyenne de 15 à 20% de plus de «back-scattering» que les RPC ce qui fait une augmentation relative de 50% de «back-scattering».

¹Les processus résonants sont inclus dans cette catégorie

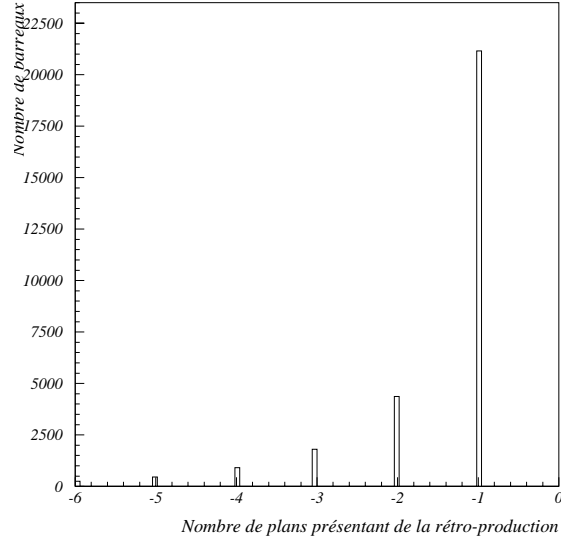


FIG. 7.2 – Distribution du nombre de plans de «back-scattering».

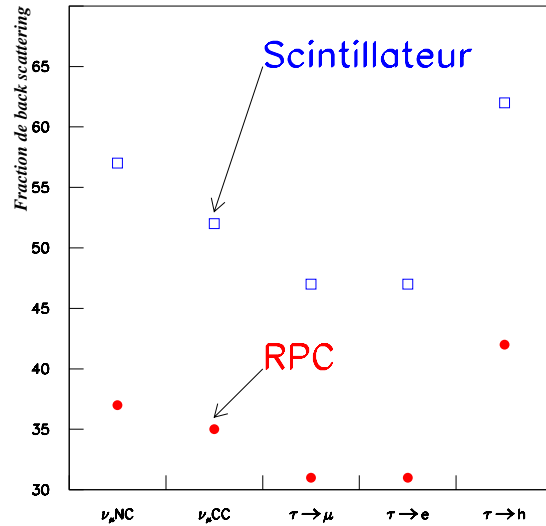


FIG. 7.3 – Comparaison des fractions de «back-scattering» avec du scintillateur ou des RPC pour les événements DIS.

Événement	Scintillateur liquide	Scintillateur plastique	RPC
DIS $\nu_\mu NC$	59	57	37
DIS $\nu_\mu CC$	54	52	35
DIS $\tau \rightarrow \mu$	48	47	31
DIS $\tau \rightarrow e$	48	47	31
DIS $\tau \rightarrow h$	64	62	42
QE $\tau \rightarrow \mu$	11	11	6
QE $\tau \rightarrow e$	11	13	5
QE $\tau \rightarrow h$	47	47	30

TAB. 7.3 – *Fraction d'événements (%) ayant laissé au moins une information dans un mur situé avant le vertex de l'interaction.*

7.3 Localisation du mur du vertex

La nature du «back-scattering» en énergie, dispersion géométrique, nombre de plans, nombre de barreaux est très variable d'un événement à un autre ce qui fait qu'il est difficile d'utiliser des coupures séquentielles pour le supprimer. Il va donc falloir utiliser une méthode plus performante et pour cela nous avons utilisé un réseau de neurones [9] dans l'environnement SNNS [10].

7.3.1 Description du réseau de neurones utilisé

Les réseaux de neurones sont très utilisés en physique des hautes énergies [11]. Ils permettent notamment de faire une sélection fine entre des événements représentant le signal et des événements représentant le fond [12]. Un réseau de neurones est un «outil mathématique» qui permet un traitement optimal de l'information disponible. Ce traitement est réalisé par un ensemble de processeurs interconnectés (neurones). En fonction des informations qu'il reçoit, chaque processeur décide de l'information qu'il transmet aux autres neurones, le but étant par exemple d'extraire de l'information initiale un signal.

Nous avons utilisé un réseau de neurones composé de trois couches, une couche d'entrée, une couche cachée et une couche de sortie. Chaque couche comprend un certain nombre de noeuds qui peuvent être connectés entre eux à l'intérieur d'une même couche ou entre deux couches différentes. Le réseau de neurones utilisé ici est de type «feed forward» car les connections sont uniquement entre des couches différentes. La couche cachée reçoit des informations de la couche d'entrée. La valeur d'un noeud de la couche cachée est une combinaison linéaire des valeurs des noeuds de la couche d'entrée pondérées par un poids. Cette valeur dépend aussi d'une fonction seuil. La réponse d'un noeud de la couche est calculée avec une sigmoïde ($1/(1 + e^{-x})$). La réponse de la couche de sortie sera calculée d'une façon analogue en utilisant les informations de la couche cachée [13].

Pour notre étude, nous avons utilisé un réseau avec 13 variables en entrée, 17 variables cachées et 3 variables de sortie. La figure 7.4 représente la structure du réseau de neurones utilisé.

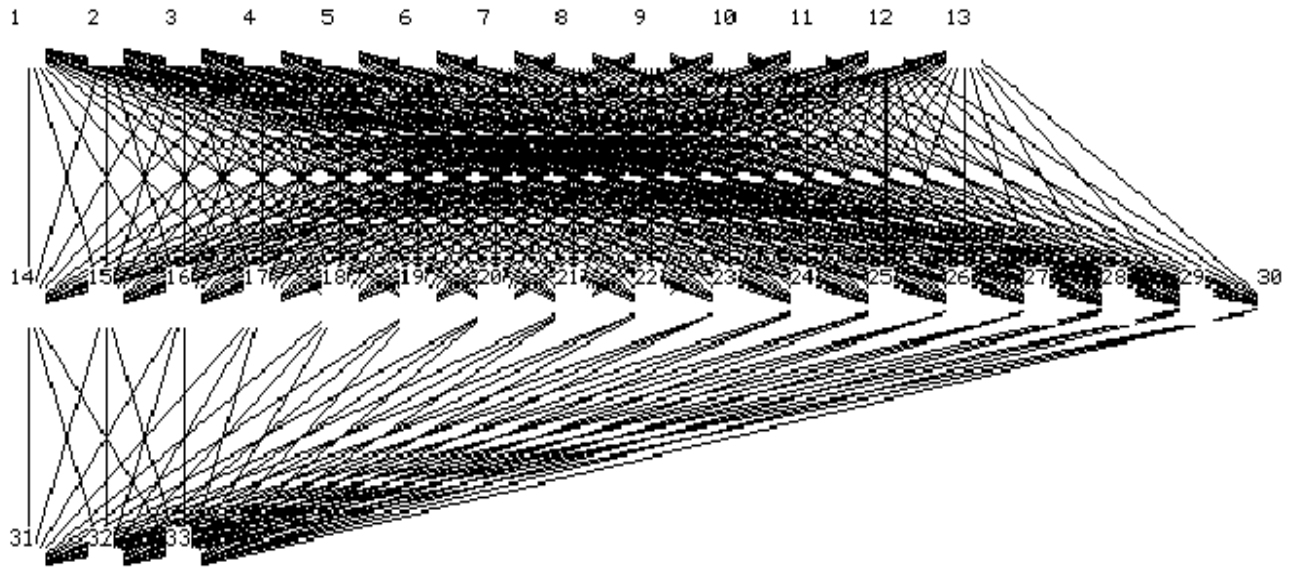


FIG. 7.4 – *Structure du réseau de neurones utilisé.*

Les variables d'entrées

Les variables donnent à la fois des informations sur l'événement et des informations sur la forme de l'événement. Le premier mur «test» est défini de la manière suivante :

- premier mur avec plus de 4 photoélectrons dans chaque direction (X et Y) quand il existe, sinon premier mur ayant un doublet X et Y,
- pas de mur sans information (0 p.e.) entre ce premier mur et le mur ayant le plus grand dépôt d'énergie.

Les différentes variables sont :

- énergie déposée dans l'ensemble du détecteur, cible et spectromètre (1 variable),
- énergie déposée en X (1 variable) et en Y (1 variable) dans le premier mur, et énergie déposée dans les plans X et Y pris ensembles dans les deux plans suivants (2 variables),
- nombre de barreaux en X (1 variable) et en Y (1 variable) dans le premier mur, et nombre de barreaux X et Y pris ensembles dans les deux murs suivants (2 variables),
- distance entre le mur avec le maximum d'énergie déposée et le premier mur (mur «test») défini précédemment (1 variable),
- distance en X et Y calculée par rapport au barreau ayant le plus grand dépôt d'énergie dans les trois premiers plans définis (3 variables).

Les variables cachées

Le nombre de noeuds cachés n'est pas fixé par la théorie des réseaux de neurones. Ce nombre (17) a été trouvé en faisant tourner les algorithmes avec plusieurs valeurs et c'est celui qui donne les meilleures efficacités. Les variations d'efficacité en fonction du nombre de noeuds sont faibles et de l'ordre de quelques pourcents.

Les variables de sortie

Les variables de sortie sont au nombre de trois et représentent la probabilité pour que le vertex soit dans le premier mur «test», le suivant ou celui d'après.

7.3.2 Entraînement du réseau de neurones

Un réseau de neurones doit être entraîné, c'est à dire qu'il faut lui donner un lot d'événements pour lesquels la position du vertex est connue. Le réseau de neurones pourra alors calculer les seuils entre noeuds ainsi que le poids de chaque variable. Il sera ensuite possible de lui donner des événements et le réseau de neurones sortira la position du mur du vertex. Pendant ce processus, il faut aussi contrôler l'entraînement et pour cela on utilise un autre lot d'événement qui sert de validation.

L'entraînement du réseau de neurones a été réalisé sur des ν_μ courant neutre. Ces événements sont relativement complexes à cause de l'absence de muon. Il est préférable d'entraîner un réseau de neurones sur des événements difficiles à analyser plutôt que sur des événements faciles.

Un événement est présenté à l'entrée du réseau de neurones et la valeur de sortie est calculée. Une comparaison entre cette valeur et la valeur attendue est faite. Les poids entre noeuds sont ensuite recalculés en partant de la couche de sortie vers la couche d'entrée afin de faire tendre la valeur de la sortie vers la valeur théorique. Un passage sur tous les événements est un cycle et on choisit le nombre de cycles que l'on souhaite. Régulièrement il faut contrôler l'entraînement que l'on fait et pour cela on utilise un autre lot d'événements. On calcule la valeur de la sortie du réseau et on la compare à la valeur théorique. On peut calculer à la fois une erreur faite durant l'entraînement et une erreur faite durant la validation [13]. Les courbes de ces erreurs sont représentées sur la figure 7.5. Le nombre optimal de cycles est obtenu pour la meilleure convergence des deux courbes avant qu'une re-divergence n'arrive (signe de sur-entraînement).



FIG. 7.5 – Courbe de validation de l'entraînement du réseau de neurones.

7.3.3 Efficacités de localisation du mur du vertex de l'interaction

Une fois l'entraînement du réseau de neurones réalisé, on connaît les seuils et les poids des différents liens. On présente alors au réseau de neurones les événements «physiques» et celui-ci nous donne la position du mur du vertex. Puisque par Monte-Carlo on connaît la vraie position du vertex, on peut alors calculer l'efficacité de localisation du mur. Le tableau 7.4 indique les efficacités de localisation du mur du vertex pour les trois options de trajectographe et pour tous les canaux physiques simulés.

Événement	Scintillateur liquide	Scintillateur plastique	RPC
DIS $\nu_\mu NC$	76	79	84
DIS $\nu_\mu CC$	82	82	88
DIS $\tau \rightarrow \mu$	78	79	82
DIS $\tau \rightarrow e$	83	86	90
DIS $\tau \rightarrow h$	79	82	88
QE $\tau \rightarrow \mu$	83	71	72
QE $\tau \rightarrow e$	88	87	87
QE $\tau \rightarrow h$	77	76	81

TAB. 7.4 – Efficacités (%) de localisation du mur du vertex de l'interaction.

Les efficacités de localisation du mur du vertex sont supérieures de 3 à 6% pour un trajectographe fait avec des RPC par rapport à un trajectographe fait avec du scintillateur. La figure 7.6 montre la comparaison de ces efficacités pour des événements profondément inélastiques.

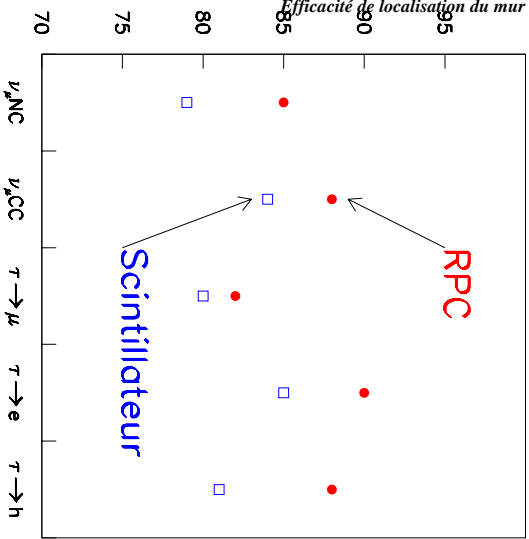


FIG. 7.6 – Comparaison des efficacités de localisation du mur du vertex avec du scintillateur plastique ou avec des RPC pour les événements DIS.

Ces efficacités de localisation restent relativement faibles. Le nombre de tau dans OPERA étant assez faible, on ne peut pas se permettre de perdre 20% des événements par une mau-

vaise localisation du mur. Une nouvelle méthode pour augmenter ces efficacités consiste à «nettoyer» les événements avant de leur appliquer un réseau de neurones. une étude préliminaire basée sur une reconstruction simple des traces utilisant la transformation de Hough [15] permet de supprimer une partie du back-scattering. Cette méthode appliquée avec un entraînement sélectif des événements permet d'atteindre environ 90% d'efficacité de localisation du mur du vertex avec des scintillateurs plastiques. Bien entendu, à terme, il faudra qu'il y ait en amont une classification des événements (séparation des événements avec tau des événements sans tau, sélection des événements avec muon des événements sans muon ...). Cette dernière est en cours de développement et repose elle aussi sur l'utilisation d'un réseau de neurones.

7.4 Résolution dans les directions transverses au faisceau

Après avoir localisé le mur, il faut déterminer la brique touchée. Pour cela on utilise les informations données dans les deux directions (X et Y) par le trajectographe. Il faut localiser une brique d'environ 12 cm de côté dans un mur de 6 mètres de côté soit en utilisant une méthode barycentrique soit en utilisant la trace du muon pour les événements avec un muon.

7.4.1 Localisation par méthode barycentrique

Le trajectographe nous donne des informations en X et en Y quand une particule traverse un barreau de scintillateur ou une «strip» de RPC. Il est alors possible de déterminer une position moyenne dans chaque plan touché, cette position moyenne est la position du vertex reconstruit. Cette position est calculée par barycentre pondéré en énergie (nombre de p.e.). Les énergies des barreaux sont recalculées en tenant compte des positions X et Y (longueurs d'atténuation). De plus une deuxième itération permet de supprimer des barreaux éloignés du premier barycentre trouvé et d'en calculer un nouveau. Ces barycentres en X et en Y donnent les deux coordonnées du vertex reconstruit.

La résolution obtenue sur le vertex est ajustée par deux gaussiennes. La gaussienne la plus étendue a une largeur d'environ 2 cm et la gaussienne la plus étroite a une largeur d'environ 1 cm. Cette dernière (la plus étroite) contient environ 80% des événements. La figure 7.7 montre la comparaison des résolutions obtenues par cette méthode pour un trajectographe avec du scintillateur plastique ou un trajectographe avec des RPC. On peut voir que les RPC ont une résolution légèrement meilleure d'environ 1mm que les scintillateurs .

Une fois qu'un vertex reconstruit a été trouvé, il est possible de calculer une efficacité X-Y (efficacité pour trouver la bonne brique qui n'inclut pas l'efficacité de localisation du mur). Le mur est divisé en briques (cette division n'existe pas dans la simulation) et un espace mort est placé entre les briques. Cet espace représente la structure métallique qui supporte les murs. Une brique sera dite trouvée si le vrai vertex (vertex du Monte-Carlo) et le vertex reconstruit sont dans la même brique. Le tableau 7.5 montre les efficacités que l'on a pour chaque option du trajectographe.

Toutes les efficacités de localisation du vertex sont supérieures à 80%. Comme on peut le voir, les deux scintillateurs (plastique et liquide) donnent les mêmes efficacités. Pour le scintillateur liquide il y a une lecture à une seule extrémité et un miroir (60% de réflexion) à l'autre extrémité. L'impact de ce coefficient a été testé sur la résolution obtenue et on a vu que pour un coefficient de réflexion variant entre 50% et 100% il n'y avait pas de modifications

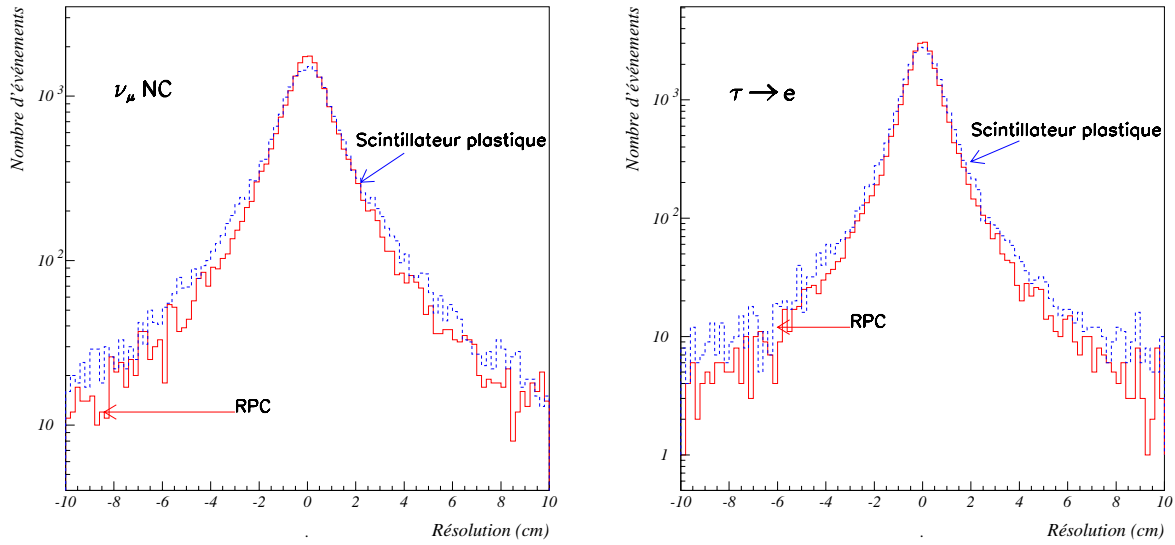


FIG. 7.7 – Comparaison des résolutions sur la localisation du vertex pour des événements ν_μ NC (figure de droite) et pour des événements $\tau \rightarrow e$ (figure de gauche). Les courbes en pointillés (traits pleins) sont pour les scintillateurs plastiques (RPC).

notables pour l'efficacité [14]. Les RPC ont une meilleure localisation (+2 à +5%) car, avec le processus d'induction, beaucoup de «strips» sont allumées et ainsi le barycentre est mieux calculé. La segmentation des RPC est aussi plus fine. La figure 7.8 montre la comparaison des efficacités de localisation de la brique pour le scintillateur plastique et pour les RPC.

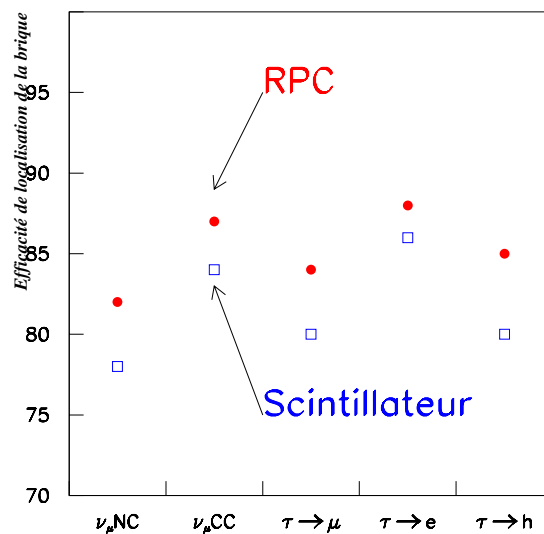


FIG. 7.8 – Comparaison des efficacités de localisation de la brique du vertex avec du scintillateur plastique ou avec des RPC pour les événements DIS. Ces efficacités ne tiennent pas compte de l'efficacité de localisation du mur.

Evénement	Scintillateur liquide	Scintillateur plastique	RPC
DIS $\nu_\mu NC$	77	77	81
DIS $\nu_\mu CC$	78	80	85
DIS $\tau \rightarrow \mu$	76	76	82
DIS $\tau \rightarrow e$	85	86	88
DIS $\tau \rightarrow h$	79	80	85
QE $\tau \rightarrow \mu$	79	75	80
QE $\tau \rightarrow e$	85	85	88
QE $\tau \rightarrow h$	74	76	80

TAB. 7.5 – Efficacité (%) de localisation de la brique de l'interaction. Ce tableau donne la résolution X-Y et n'inclut pas l'efficacité de localisation du mur.

La figure 7.9 représente une vue transverse d'une brique et la position des vrais vertex (Monte-Carlo) quand la brique n'a pas été trouvée. Comme on peut le voir, la majorité des vertex mal reconnus est localisée sur le bord au maximum à 2cm d'un côté. Un vertex dans cette région va donner naissance à des particules qui vont se développer sur des barreaux en regard d'une autre brique et c'est celle-ci qui sera localisée par l'algorithme (cette brique est dans la majorité des cas une brique voisine de celle où a eu lieu l'interaction).

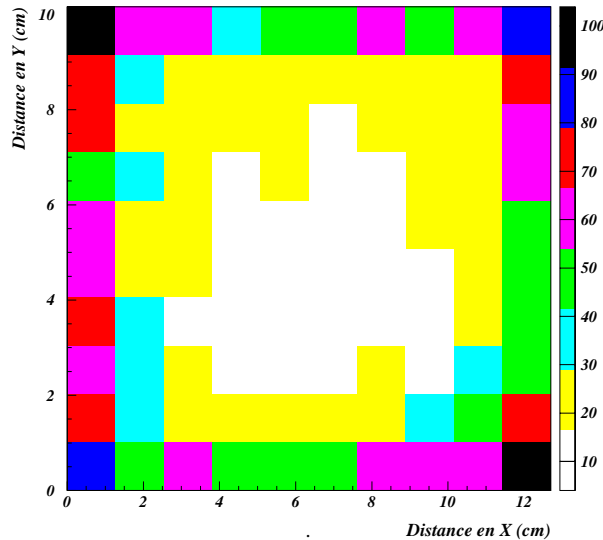


FIG. 7.9 – Carte de la localisation transverse des vertex sur la brique quand la bonne brique n'a pas été localisée.

7.4.2 Utilisation de la trace du muon

Pour certains événements, une méthode «plus performante» a été développée, elle repose sur l'utilisation de la trace laissée par un muon ².

Principe de la méthode

L'algorithme utilisé repose sur deux parties, une partie de reconnaissance de traces et une partie qui permet d'ajuster ces traces et de trouver leurs paramètres. Les informations du trajectographe et du spectromètre sont utilisées. Cet algorithme est inspiré de ce qui a été développé dans NEMO qui repose sur le principe de l'automate cellulaire [16].

La reconnaissance des traces commence par une collecte des hits (informations dans le trajectographe ou dans le spectromètre) et ceux-ci sont regroupés en cellules à deux dimensions. Les cellules sont associées entre elles en utilisant des critères géométriques (angle par rapport à l'axe du faisceau, distance entre les cellules ...) et on peut ainsi former des segments (algorithme de l'automate cellulaire). Les meilleurs segments sont sélectionnés en utilisant des informations sur leurs longueurs, leurs angles de diffusion. La sélection se fait en minimisant une variable «à la χ^2 ». Une place importante est accordée aux segments qui sont alignés dans le trajectographe. A la fin de cette reconnaissance, on dispose d'une liste de segments en (X-Z) et en (Y-Z).

L'ajustement se fait en utilisant un filtre de Kalman ³ afin de déterminer les paramètres du premier point du segment. La plus longue trace est ajustée dans l'espace (3 D), les autres sont ajustées dans chaque vue (2 D) XZ et YZ.

Résolution transverse avec le tracking

Le tracking précédent permet d'extraire des traces d'un événement. La trace la plus longue sera une combinaison des deux vues (X-Z et Y-Z). Les points du trajectographe sont rattachés à chaque trace et la trace la plus longue sera prise comme étant la trace du muon.

L'algorithme que nous avons développé tient compte du tracking réalisé quand celui-ci a extrait une «longue trace». Quand celle-ci existe nous prenons le point attaché à cette trace dans le mur de vertex comme étant en regard de la brique touchée. Quand cette trace n'existe pas (moins de 2% des événements), nous utilisons une méthode barycentrique classique (paragraphe précédent). Le tableau 7.6 donne les efficacités obtenues dans ce cas ainsi qu'une comparaison avec la méthode barycentrique.

Événement	Scintillateur liquide	Scintillateur plastique	RPC
DIS $\nu_\mu CC$	84 (78)	84 (80)	86 (85)
DIS $\tau \rightarrow \mu$	81 (76)	80 (76)	84 (82)
QE $\tau \rightarrow \mu$	87 (79)	85 (75)	86 (80)

TAB. 7.6 – *Efficacité (%) de localisation transverse de la brique de l'interaction en utilisant le tracking. Entre parentheses sont données les valeurs sans tracking.*

²Ce logiciel de reconstruction a été réalisé par Jean Eric Campagne au LAL à Orsay. Nous avons uniquement utilisé le résultat pour calculer les efficacités de localisation des briques.

³Les points sont rajoutés un à un et pris en compte à condition de ne pas «détériorer» le χ^2 calculé précédemment.

L'utilisation des traces permet d'augmenter considérablement la localisation transverse des briques, jusqu'à 10%. Le tableau 7.7 présente les écarts que l'on a entre les deux méthodes ainsi que l'augmentation relative pour chaque trajectographe.

Événement	Scintillateur liquide	Scintillateur plastique	RPC
DIS $\nu_\mu CC$	6 (7,7)	4 (5)	1 (1,1)
DIS $\tau \rightarrow \mu$	7 (9,2)	4 (5,2)	2 (2,4)
QE $\tau \rightarrow \mu$	8 (10,1)	10 (13,3)	6 (7,5)

TAB. 7.7 – *Gains absolus d'efficacité pour une méthode avec tracking par rapport à une méthode sans tracking. Entre parenthèses sont indiquées les augmentations relatives (%)*.

L'utilisation des traces a un plus grand effet sur le scintillateur liquide car la résolution des barreaux est plus faible. Il est donc plus sensible à cette méthode. L'augmentation pour les RPC est moins nette car celles-ci avaient déjà des efficacités assez élevées et il est donc ainsi plus difficile de gagner encore en efficacité.

7.5 Résumé et efficacités globales

Dans cette partie nous allons résumer les différentes méthodes utilisées ainsi que les efficacités que nous avons obtenues.

La localisation du mur est réalisée à l'aide d'un réseau de neurones entraîné sur des ν_μ courant neutre. Nous avons utilisé un réseau de neurones par option de trajectographe et, pour chaque option, le réseau de neurones est entraîné sur sa catégorie d'événements.

La localisation de la brique est faite en utilisant une méthode barycentrique pour les événements sans muon (ν_μ NC, $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$) et en utilisant la trace du muon pour les événements (ν_μ CC et $\tau \rightarrow \mu$). Les résultats qui seront présentés dans la suite utilisent ces deux types d'algorithmes selon les événements.

Le tableau 7.8 donne les efficacités de localisation du mur, de localisation en X-Y et de localisation de la brique (mur ET X-Y) pour un trajectographe avec du scintillateur liquide. Le tableau 7.9 donne ces mêmes efficacités pour un trajectographe avec du scintillateur plastique et le tableau 7.10 pour un trajectographe avec des RPC.

Pour les canaux avec τ les paramètres d'oscillation sont $\Delta m^2 = 310^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$. Ces tableaux montrent une meilleure efficacité de localisation des briques pour les RPC que pour les scintillateurs. Cette amélioration est comprise entre 2 et 9% selon les canaux.

Événement	Localisation du mur	Localisation X-Y	Localisation de la brique
DIS $\nu_\mu NC$	76	77	59
DIS $\nu_\mu CC$	82	84	69
DIS $\tau \rightarrow \mu$	78	81	63
DIS $\tau \rightarrow e$	83	85	71
DIS $\tau \rightarrow h$	79	79	62
QE $\tau \rightarrow \mu$	83	87	72
QE $\tau \rightarrow e$	88	85	75
QE $\tau \rightarrow h$	77	74	57

TAB. 7.8 – *Efficacités (%) avec un trajectographe avec du scintillateur liquide.*

Événement	Localisation du mur	Localisation X-Y	Localisation de la brique
DIS $\nu_\mu NC$	79	77	61
DIS $\nu_\mu CC$	82	84	69
DIS $\tau \rightarrow \mu$	79	80	63
DIS $\tau \rightarrow e$	86	86	74
DIS $\tau \rightarrow h$	82	80	66
QE $\tau \rightarrow \mu$	71	85	60
QE $\tau \rightarrow e$	87	85	74
QE $\tau \rightarrow h$	76	76	58

TAB. 7.9 – *Efficacités (%) avec un trajectographe avec du scintillateur plastique.*

Événement	Localisation du mur	Localisation X-Y	Localisation de la brique
DIS $\nu_\mu NC$	84	81	68
DIS $\nu_\mu CC$	88	86	76
DIS $\tau \rightarrow \mu$	82	84	69
DIS $\tau \rightarrow e$	90	88	79
DIS $\tau \rightarrow h$	88	85	75
QE $\tau \rightarrow \mu$	72	86	62
QE $\tau \rightarrow e$	87	88	77
QE $\tau \rightarrow h$	81	80	65

TAB. 7.10 – *Efficacités (%) avec un trajectographe avec des RPC.*

Bibliographie

- [1] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/cernlib/mc/lepto.html>
- [2] M. Guler *et al*, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, 10 juillet 2000.
- [3] T. Kellmann *et al.*, CERN/SPSC 2001-025, SPSC/M668, LNGS-EXP, 30/2001, add. 1/01.
- [4] E. Eskut *et al.*, Phys. Lett. B434 (1998) 205.
- [5] GEANT3, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [6] PAW, CERN Program Library Long Writeup Q121.
- [7] GEANT4, User's Documents, Version 2.0, juillet 2000.
- [8] ROOT, User's Documents, Version 0.6.1, novembre 2000.
- [9] Eric Davalo et Patrick Naim, Des Réseaux de Neurones, Eyrolles, 1993 2nd édition.
- [10] <http://www-ra.informatik.uni-tuebingen.de/SNNS/>
- [11] Patrice Verdier, thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, 2001, LYCEN - T 2001 - 22.
- [12] Arnaud Duperrin, thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, 1999, LYCEN T 9988.
- [13] Nabil Ghodbane, thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, 2000, LYCEN T 2000 - 42.
- [14] G. Moret *et al.*, Opera Internal Note, mai 2001.
- [15] <http://www.cs.may.ie/~johnmcd/SNHT/sld001.htm>
- [16] I. Kissel *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A, 387(433), 1997.

Chapitre 8

Choix du trajectographe et performances associées

Les deux chapitres précédents, nous ont permis de caractériser les trois options proposées pour construire le trajectographe d'OPERA. Ces caractérisations ont été faites pendant des tests sur faisceau (chapitre 6) et à l'aide de simulations (chapitre 7). Il est maintenant possible d'expliquer comment s'est fait le choix du trajectographe et de donner les performances physiques que l'on peut attendre avec le trajectographe choisi.

8.1 Comment choisir un trajectographe parmi trois propositions ?

Le choix du trajectographe a été fait au cours de la réunion du groupe de travail «Target-Tracker» au CERN en septembre 2001 et entériné pendant la réunion de collaboration au Gran-Sasso en novembre 2001.

8.1.1 Rappel des trois trajectographes en compétition

Je vais rappeler rapidement dans cette partie les trois propositions qui existaient pour construire le trajectographe (pour une description plus détaillée, voir le chapitre 4). OPERA avait trois trajectographes : du scintillateur liquide, du scintillateur plastique et des RPC.

La proposition avec des scintillateurs liquides est de construire des murs dont les cellules ont une section droite de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Le scintillateur liquide est fabriqué par BICRON et les fibres WLS utilisées pour recueillir l'information baignent directement dans le liquide. La lecture de ces fibres se fait à une seule extrémité, il y a un miroir de l'autre côté. Le photodétecteur utilisé est placé dans les coins du détecteur et il y a une connexion par fibres claires entre les fibres WLS et le photodétecteur.

Avec du scintillateur plastique, les cellules ont une taille de $1 \times 2,6 \text{ cm}^2$. Le scintillateur utilisé est le scintillateur de Pol.Hi.Tech. Les fibres WLS sont collées sur la surface du scintillateur. La lecture se fait aux deux extrémités et les photodétecteurs sont directement posés à la sortie des barreaux. Un trajectographe avec du scintillateur plastique correspond à l'option de base telle que proposée dans le proposal [1].

La troisième proposition est d'utiliser des RPC pour construire le trajectographe. Il s'agit d'un détecteur gazeux dont les enveloppes sont en Bakélite. Il y a deux chambres de RPC par

mur et par direction (4 chambres dans un mur derrière un mur de briques) et la segmentation est de 1 cm. Le signal recueilli est électrique et il n'y a donc pas besoin de photodétecteurs.

8.1.2 Et maintenant il faut faire un choix ...

Beaucoup d'arguments sont entrés en jeu pour faire le choix du trajectographe : des arguments de physique, de construction, de faisabilité qui seront exposés dans la suite.

Le premier trajectographe éliminé a été le scintillateur liquide. Celui-ci possédait de bons avantages, il était facile à installer (quelques mois pour l'ensemble des murs), les activités de R&D pouvaient donc durer encore longtemps. Les équipes du CERN ont construit un prototype à l'échelle 1 avec des cellules horizontales et verticales prouvant ainsi la faisabilité d'une telle construction. Les tests sur faisceau [4] ont montré que l'on pouvait avoir 5 photo-électrons à 5 mètres. De plus les simulations [3] ont montré que les efficacités de localisation du mur et de la brique étaient équivalentes à celles du scintillateur plastique. Le point essentiel qui a conduit la collaboration à éliminer cette option est un nombre trop faible de photoélectrons. De plus ils restaient certains points à préciser :

- est-ce que la fibre dans le liquide allait pouvoir durer le temps de l'expérience sans être détruite par la corrosivité du liquide ?
- maîtrise-t-on complètement les éventuels problèmes de fuite du liquide ou les problèmes d'hermiticité des bouchons ?

Cette option a disparu en juillet 2001 des études pour le choix du trajectographe. Il reste donc deux options pour le trajectographe, les scintillateurs plastiques et les RPC.

Le choix entre les deux options restantes a été plus délicat à réaliser. En effet les tests sur faisceau des deux options ont été concluants. Un module complet horizontal de scintillateur plastique a été construit [4]. Celui-ci a permis de montrer la faisabilité d'un tel montage : creusement du sillon pour les fibres, collage des fibres, peinture avec du TiO_2 , boîte en aluminium... Ce module a de plus été récemment placé verticalement et ne semble pas avoir de problèmes. Il est possible de faire réaliser la construction des modules par une entreprise, ce qui soulagera les instituts de physique, ces derniers ne gardant plus que les tests de contrôle et de validation des fibres et des connexions avec les photodétecteurs. La simulation a montré que l'on obtenait des résultats acceptables et de nouveaux algorithmes permettent de confirmer les valeurs du proposal [1]. Les scintillateurs plastiques ont le mérite d'être une technologie connue et validée par d'autres expériences [5].

Les RPC ont montré des efficacités de localisation du mur et des briques supérieures à celles des autres options (entre 5% et 9% de mieux). Un tracking beaucoup plus fin est possible avec des RPC. Les collaborateurs du CERN ont réalisé des tests sur faisceau au CERN ainsi que des tests de radioactivité au Gran-Sasso montrant ainsi la faisabilité d'un trajectographe avec OPERA [6]. Le principal défaut des RPC serait un problème de construction ¹, les délais n'auraient pas pu être respectés. Il y avait aussi le problème de l'huile de lin qui est enduite à l'intérieur des RPC afin de minimiser le bruit intrinsèque. Cette surface doit être homogène et régulière, et il n'y avait aucune assurance à ce sujet.

¹La société qui pourrait construire les RPC du trajectographe d'OPERA construit déjà les RPC de CMS, ATLAS, BABAR et celles du spectromètre d'OPERA

En fonction des arguments précédents il a été décidé de choisir de construire le trajectographe d'OPERA avec du scintillateur plastique. De plus les photodétecteurs utilisés seront des PMT car il n'y a pas assez de photoélectrons pour utiliser des HPD et les placer dans les coins.

8.2 Les performances d'OPERA

Maintenant que la géométrie du détecteur est finalisée, il est possible de déterminer les performances du détecteur en calculant le nombre d'événements tau que l'on peut s'attendre à observer.

8.2.1 Nombre d'événements attendus

Le faisceau de neutrinos CNGS devrait être produit par $4,5 \times 10^{19}$ pot (protons sur cible) par an dans un mode partagé (le PS est aussi utilisé par le LHC). En supposant 5 ans de fonctionnement et une cible de 1,8 ktonne, il y aura dans OPERA 33000 interactions ν_μ CC et NC, et 120 interactions ν_τ CC pour $\Delta m^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$.

Ces valeurs nominales vont devoir être multipliées par toutes les efficacités entrant en jeu dans chaque canal de physique pour arriver au nombre réel de tau vus dans OPERA. Les efficacités à considérer sont les suivantes :

- efficacité de déclenchement,
- efficacité de localisation de la brique,
- efficacité géométrique, qui tient compte des effets de bords sur les feuilles d'émulsion,
- efficacité de localisation du vertex à l'intérieur de la brique,
- efficacité de mise en évidence du «coude» dans la brique,
- efficacité sur le rattachement du muon au vertex primaire pour les événements ν_μ CC,
- autres efficacités tenant compte de coupures cinématiques, géométriques dans l'événement.

L'efficacité globale est calculée en tenant compte des différents canaux et de leur rapport d'embranchement. Elle a pour valeur 9,1% [7]. En tenant compte de toutes ces efficacités et des différents canaux, il est possible de tracer la courbe représentant le nombre d'événements vus en fonction de la valeur de Δm^2 (figure 8.1).

Pour un Δm^2 de $2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, on attend 10,8 événements en 5 ans pour un détecteur de 1,8 ktonne.

Un autre paramètre important qui entre en jeu dans une expérience d'apparition est le bruit de fond. Les sources principales de bruit de fond dans OPERA sont :

- la production d'événements contenant le quark charmé. Le charme risque de simuler un tau, car il a la même durée de vie que ce dernier et une masse voisine,
- un problème avec les muons diffusés à un grand angle, qui seront mal détectés ou non observés, de plus ils peuvent simuler un coude,
- le problème des réinteractions des hadrons qui peuvent simuler «un coude».

Sur la figure 8.1 on peut voir la courbe donnant le nombre d'événements de fond en fonction de la valeur de Δm^2 . Ce nombre ne varie pas en fonction de Δm^2 et est toujours inférieur à un (en 5 ans). La dernière estimation de ce nombre est de 0,75 [7].

La figure 8.2 montre le potentiel de découverte en fonction du nombre d'événements vus

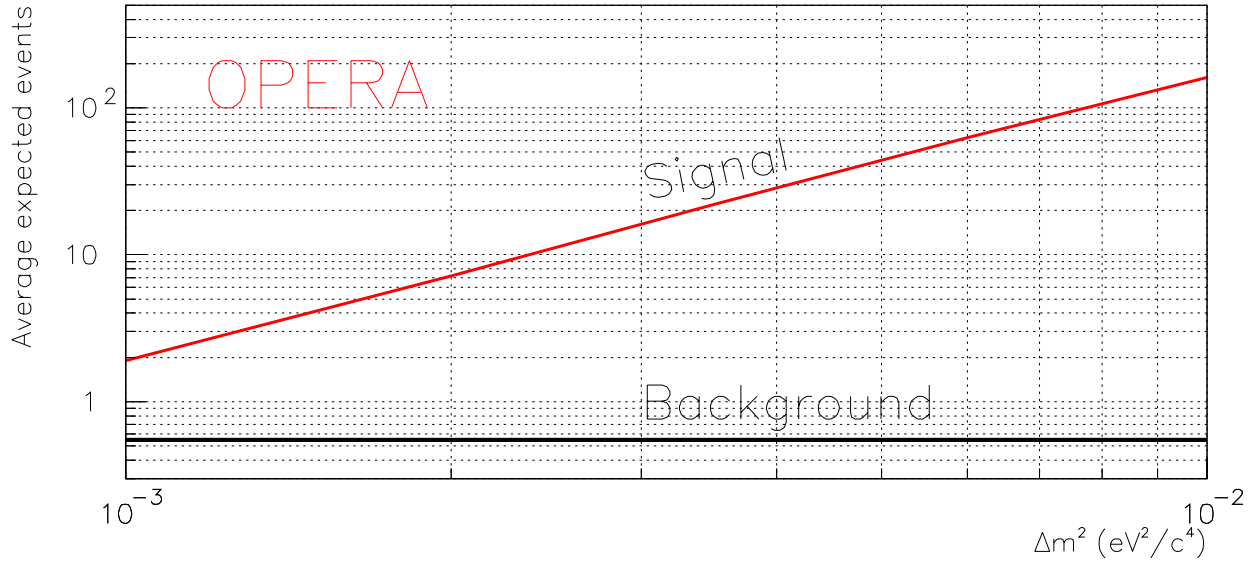


FIG. 8.1 – Nombre d'événements vus dans OPERA en fonction de la valeur de Δm^2 (en 5 ans pour 1,8 kt).

dans le détecteur. Pour une découverte à 4σ ², il faut 5 événements, ce qui correspond à la moitié du temps de fonctionnement prévu pour OPERA pour $\Delta m^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$.

8.2.2 Zone accessible à OPERA

Les résultats des expériences d'oscillation des neutrinos sont donnés en termes de zones autorisées dans un diagramme Δm^2 - $\sin^2 2\theta$. La figure 8.3 montre la zone que sera capable d'exclure OPERA en l'absence de signal. Comme on peut le voir, toute la zone de Super-Kamiokande est comprise dans la zone sensible d'OPERA.

La zone autorisée correspondrait alors à deux domaines du plan Δm^2 - $\sin^2 2\theta$:

- pour des valeurs de Δm^2 inférieures à $1,2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et un mélange maximal,
- pour de grandes valeurs de Δm^2 et des angles de mélange inférieurs à $5,7 \times 10^{-3}$.

Cette zone a déjà été étudiée par NOMAD et CHORUS, mais pour des valeurs de $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$.

Bien entendu, il serait préférable de détecter un signal et dans ce cas de pouvoir mesurer les paramètres de l'oscillation. La figure 8.4 montre la capacité pour OPERA de mesurer les paramètres d'oscillation en présence de signal.

On voit que OPERA sera capable d'affiner les mesures faites par Super-Kamiokande sur le Δm^2 .

²Ce qui équivaut à une probabilité de plus de 99% que ces événements ne sont pas une fluctuation du bruit.

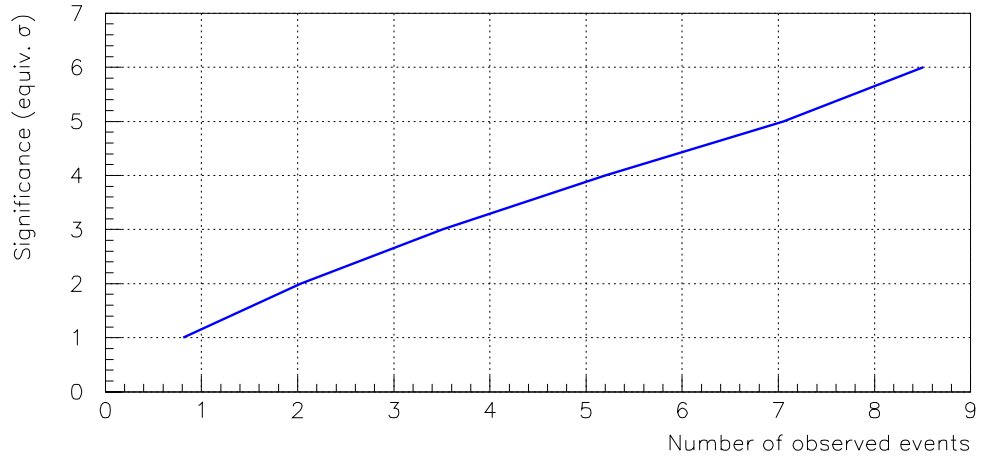


FIG. 8.2 – *Potentiel de découverte en fonction du nombre d'événements vus.*

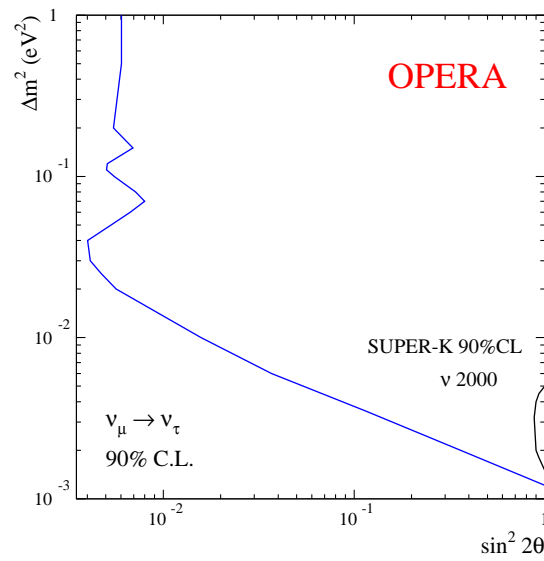


FIG. 8.3 – *Figure représentant la zone exclue par OPERA en l'absence de signal.*

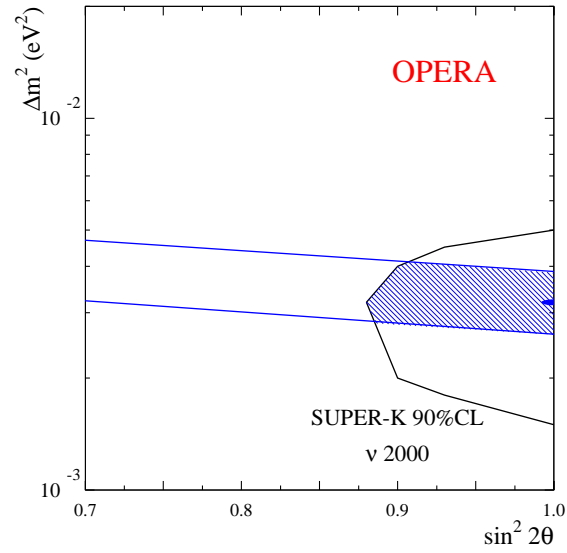


FIG. 8.4 – Figure montrant la capacité d’OPERA à mesurer les paramètres de l’oscillation en cas de signal détecté. La zone hachurée représente la zone accessible à la mesure.

Bibliographie

- [1] M. Guler *et al.*, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, 10 juillet 2000.
- [2] L. Chaussard *et al.*, note interne OPERA, juillet 2001.
- [3] G. Moret *et al.*, note interne OPERA n° 24, mai 2001.
- [4] R. Arnold *et al.*, note interne OPERA n° 17, juin 2001.
- [5] MINOS, proposition d'expérience, [http ://www.numi-fnal.gov](http://www.numi-fnal.gov)
- [6] Carole Héritier, rapport de stage de DEA, Université Claude Bernard Lyon 1, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, juillet 2001.
- [7] Paolo Strolin, Status Report, Présentation devant le SPSC au CERN, septembre 2001.

Chapitre 9

Séparation des événements ν_μ CC et $\tau \rightarrow \mu$

La mise en évidence des taus nécessite de scanner les émulsions photographiques des briques. Pour cela il faut retirer les briques et dans OPERA, on pense retirer 30 briques par jour. Une grande contribution dans ces retraits va venir des interactions ν_μ CC et NC qui constituent donc un bruit pour l'analyse. Comme le scanning est une procédure longue et compliquée, une réduction de cette charge serait la bienvenue. Cette réduction peut se faire en séparant avant scanning par une méthode d'analyse les événements ν_μ CC et $\tau \rightarrow \mu$. Ce chapitre présentera la méthode qui a été développée et les résultats que nous avons obtenus.

9.1 Première tentative de sélection : coupures séquentielles

9.1.1 Efficacités limites avec des coupures séquentielles

Afin d'avoir une idée des efficacités que l'on peut espérer obtenir avec des coupures séquentielles, on va estimer ces efficacités avec des valeurs générées par simulation Monte-Carlo. L'impulsion du muon est connue et par coupures sur celle-ci, on peut déterminer le nombre de ν_μ CC que l'on coupe ainsi que le nombre de $\tau \rightarrow \mu$ qui survit à la coupure. La figure 9.1 montre les efficacités obtenues en fonction de la coupure sur l'impulsion générée par Monte-Carlo du muon.

On peut voir qu'une coupure sur l'impulsion du muon pour des $P_Z < 10$ GeV permet de garder 90% des événements $\tau \rightarrow \mu$ et de couper 45% des événements $\tau \rightarrow \mu$.

L'étape suivante est de calculer ces efficacités avec des coupures séquentielles, mais sur des variables reconstruites à partir du Monte-Carlo. Pour cela il va falloir reconstruire les énergies (muons et hadrons) avec le trajectographe et le spectromètre.

9.1.2 Reconstruction des énergies

Une particule traversant les scintillateurs plastiques dépose une fraction de son énergie par ionisation. Un signal (nombre de photoélectrons) est recueilli par les photodétecteurs. Pour remonter à l'énergie de la particule, il faut pouvoir faire une correspondance entre un

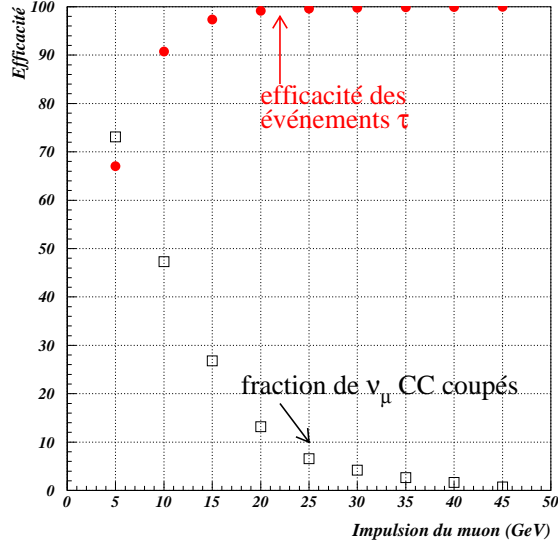


FIG. 9.1 – Fraction d'événements $\tau \rightarrow \mu$ qui passent la coupure (courbe du haut) et fraction d'événements ν_μ CC qui sont coupés (courbe du bas).

nombre de photoélectrons (p.e.) et une énergie (GeV) : c'est le principe de l'étalonnage d'un détecteur.

Le principe est le même pour des muons et pour des hadrons, mais pour des muons, on utilisera à la fois les informations du trajectographe et celles du spectromètre.

Reconstruction de l'énergie des muons

Le spectromètre est utile pour déterminer le signe du muon et pour mesurer son impulsion. Les études qui ont été faites dans le proposa [1] ont montré que l'on pouvait avoir une résolution dans le spectromètre de $\Delta p/p \sim 24\%$. La figure 9.2 montre l'acceptance du spectromètre en fonction du numéro du mur du vertex. Cette courbe représente la fraction des événements dont le vertex est dans le $n^{\text{ième}}$ et dans les murs supérieurs, qui laissent une information dans le spectromètre.

Comme on peut le voir, environ 15% des événements $\tau \rightarrow \mu$ qui se développent dans les premiers murs n'atteignent pas le spectromètre. Pour ceux-ci on ne pourra utiliser que les informations des scintillateurs plastiques.

Pour les événements qui s'arrêtent dans le trajectographe une méthode basée sur le parcours du muon est utilisée (méthode de «range»). L'énergie du muon est connue (Monte-Carlo) et est laissée dans les scintillateurs et dans le plomb. La distance parcourue par le muon dans le détecteur est calculée en tenant compte de son angle. On peut donc ainsi faire une corrélation entre la longueur parcourue par le muon et son énergie. La figure 9.3 montre la résolution que l'on obtient pour le muon en utilisant l'une des deux méthodes selon que le muon touche (méthode de «range») ou non le spectromètre ($\Delta P/p$).

On obtient une résolution à peu près constante qui vaut environ 25%.

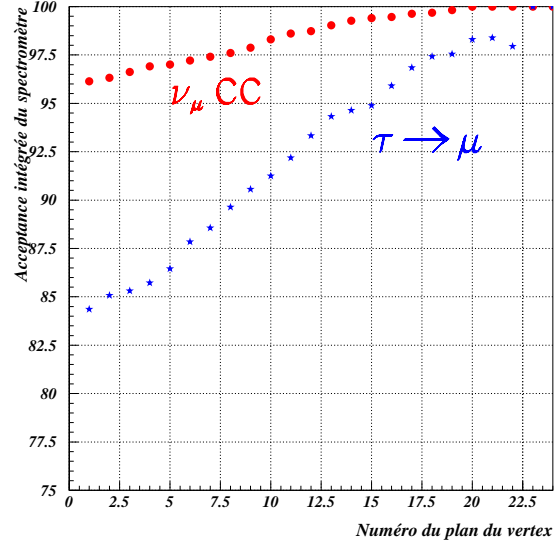


FIG. 9.2 – Acceptance (en %) du spectromètre pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ et ν_μ CC.

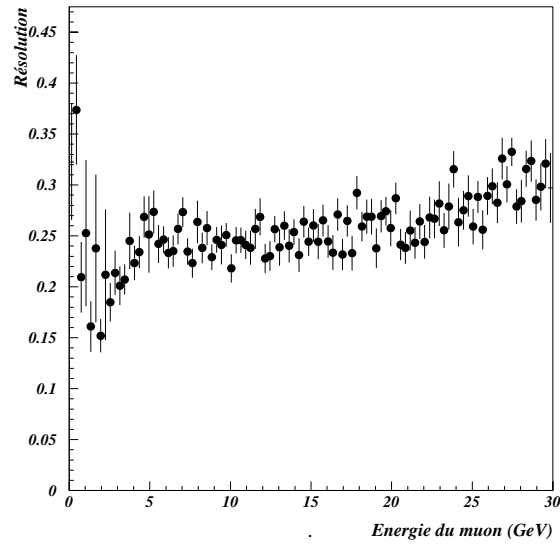


FIG. 9.3 – Résolution obtenue sur l'énergie reconstruite du muon en fonction de son énergie.

Reconstruction de l'énergie des hadrons

Pour la reconstruction de l'énergie des hadrons, on utilise les informations du trajectographe. Par simulation Monte-Carlo, on connaît les barreaux touchés par des hadrons ainsi que l'impulsion de ces derniers. On va donc pouvoir faire une corrélation entre l'énergie des hadrons (on néglige les masses des hadrons, donc $E_h = P_h$) et le nombre de photoélectrons laissés dans les scintillateurs. La figure 9.4 montre la résolution que l'on obtient sur l'énergie des hadrons.

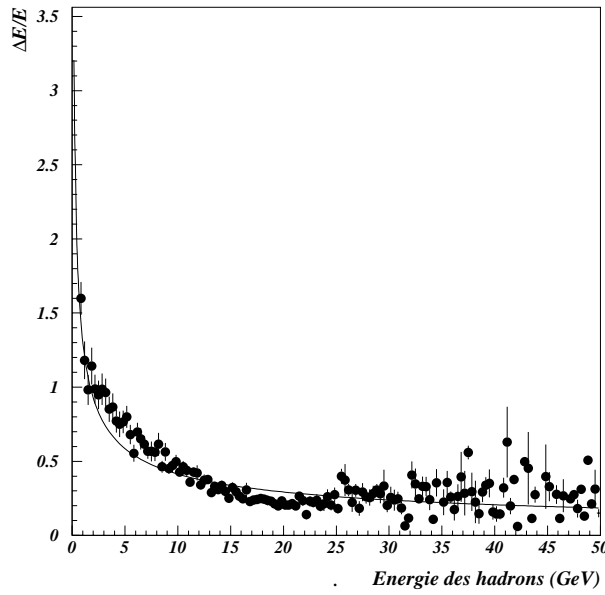


FIG. 9.4 – Résolution obtenue sur l'énergie reconstruite des hadrons en fonction de leur énergie.

On obtient une résolution $\Delta E/E \sim 130\%/\sqrt{E}$.

9.1.3 Efficacités de sélection après reconstruction

Maintenant que l'on est capable de reconstruire les énergies des particules, on va pouvoir réaliser des coupures séquentielles sur ces énergies afin de calculer les efficacités de sélection. Appliquer des coupures sur ces variables, cela revient à mettre des seuils en énergie sur l'analyse du détecteur. L'étude est la même que dans le cas des coupures sur les variables Monte-Carlo, nombre d'événements $\tau \rightarrow \mu$ gardés et nombre d'événements ν_μ CC rejetés. Les figures 9.5 montrent les efficacités obtenues en appliquant des coupures sur l'énergie du muon ou sur celle des hadrons.

Si on veut garder 90% d'efficacité pour les événements $\tau \rightarrow \mu$, on pourra supprimer 38% des ν_μ CC avec des coupures sur le muon. Si on fait des coupures sur les hadrons, on pourra supprimer 25% des ν_μ CC.

Ces valeurs restent faibles et pour les augmenter nous avons développé une analyse avec une méthode de vraisemblance («likelihood method»).

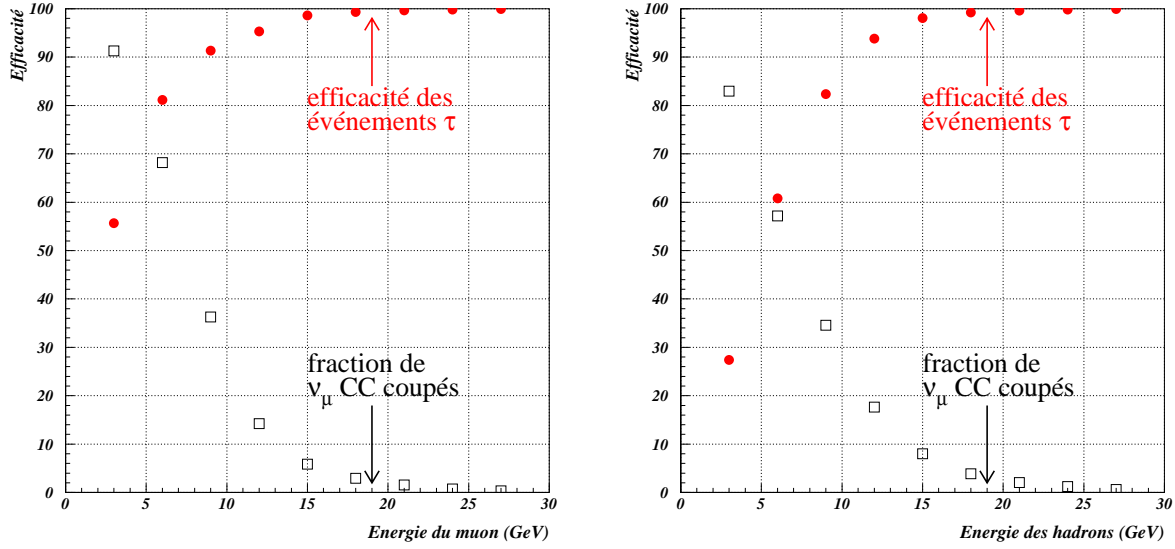


FIG. 9.5 – Efficacités obtenues avec des coupures séquentielles sur l'énergie reconstruite du muon (figure de gauche) et avec des coupures séquentielles sur l'énergie des hadrons (figure de droite).

9.2 Utilisation d'une méthode de vraisemblance pour sélectionner les événements

9.2.1 Principe de la méthode

Cette méthode consiste à définir une variable (\mathcal{L}) qui est le produit de variables permettant de décrire les événements que l'on veut discriminer. Cette variable est calculée pour chaque type d'événement ($\tau \rightarrow \mu$ et ν_μ CC). Des coupures sur cette variable permettent ensuite de catégoriser les événements [2].

Pour notre étude nous avons considéré quatre variables qui permettent de décrire les événements. Ces variables doivent nous donner les informations nécessaires à la description des événements et surtout être différentes pour les deux types d'événements afin de pouvoir les distinguer. Les variables que nous avons considérées sont les suivantes :

- l'énergie reconstruite du muon,
- l'énergie reconstruite des hadrons,
- l'impulsion manquante dans le plan transverse au faisceau,
- la différence entre l'énergie totale (énergie du muon et de la gerbe hadronique) et l'énergie moyenne du faisceau (17 GeV).

Chaque variable est caractérisée sur un lot d'événements Monte-Carlo et ensuite calculée sur un autre lot d'événements Monte-Carlo. On aura une caractérisation type $\tau \rightarrow \mu$ et une type ν_μ CC. On pourra ensuite calculer la valeur de \mathcal{L} avec chaque type de caractérisation pour chaque événement. Le rapport :

$$\frac{\mathcal{L}_{\text{type tau en muon}}}{\mathcal{L}_{\text{type tau en muon}} + \mathcal{L}_{\text{type } \nu_\mu \text{ CC}}}$$

est la quantité sur laquelle les coupures vont être réalisées. La figure 9.6 montre ce rapport pour les deux types d'événement.

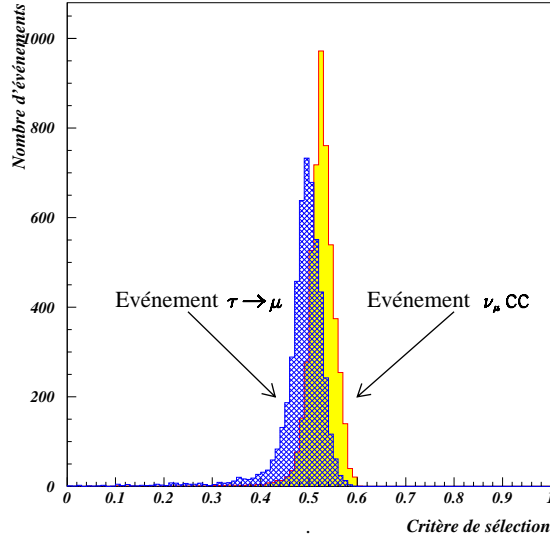


FIG. 9.6 – Rapport des variables de vraisemblance pour des événements de type ν_μ CC et $\tau \rightarrow \mu$.

On voit sur cette figure une différence entre les deux paramétrisations, ce qui va permettre de réaliser des coupures et ainsi de sélectionner les événements.

9.2.2 Sélection des événements avec une méthode de vraisemblance

Une nouvelle sélection des événements va être faite en utilisant des coupures sur le rapport défini plus haut. Pour une coupure donnée, un événement sera dit de type $\tau \rightarrow \mu$ si il est inférieur à la coupure et donc de type ν_μ CC si il est supérieur à la coupure. Il est possible de cette manière de tracer une courbe donnant l'efficacité en τ (la fraction de tau que l'on garde) en fonction de la fraction de ν_μ CC que l'on rejette, c'est ce que représente la figure 9.7.

Sur cette figure, l'étude a été faite pour les variables reconstruites et pour les variables générées par Monte-Carlo. Cette dernière courbe représente la limite supérieure que l'on peut atteindre. On peut tirer deux conclusions de ces courbes :

- si 40% de ν_μ CC ou moins sont rejetés, il n'y a pas de différences entre une étude avec des variables reconstruites et une étude avec des variables Monte-Carlo,
- pour une efficacité de 90% de $\tau \rightarrow \mu$, on peut rejeter environ 50% des ν_μ CC.

Cette étude par méthode de vraisemblance nous a permis d'atteindre de meilleures efficacités de sélection des événements car on arrive à supprimer 50% des ν_μ CC en gardant 90% des $\tau \rightarrow \mu$.

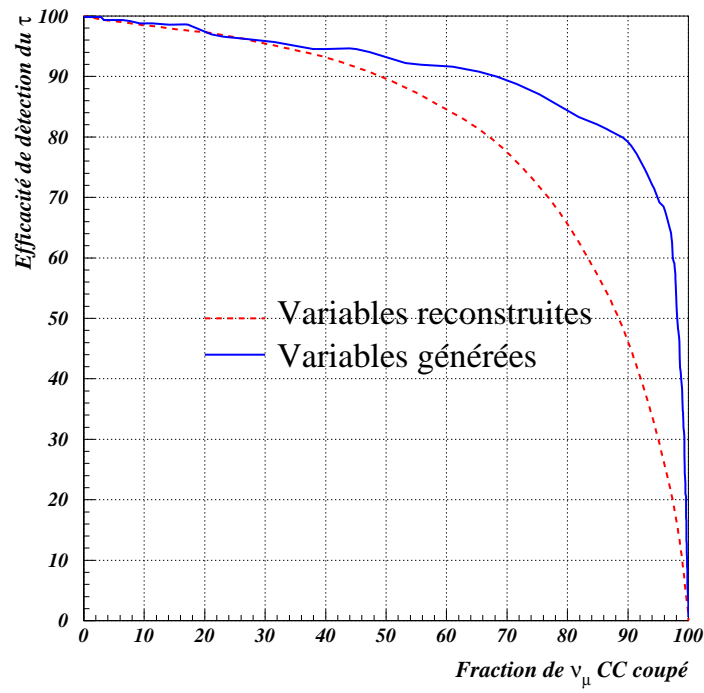


FIG. 9.7 – Efficacité de la sélection des $\tau \rightarrow \mu$ en fonction de la fraction de ν_μ CC rejetée.

Bibliographie

- [1] M. Guler *et al*, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, 10 juillet 2000.
- [2] W.T Eadie *et al*, Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, 1971.

Chapitre 10

DAQ par Ethernet

La tâche principale qui sera demandée au détecteur électronique d' OPERA est de localiser correctement la brique du vertex de l'interaction. Pour cela il faudra reconstruire un événement et lui appliquer les algorithmes développés afin de localiser cette brique. Cette reconstruction sera possible une fois les données produites au niveau du détecteur récupérées (dans de la mémoire vive ou sur bande) et processées . Ceci constitue la tâche à réaliser par le DAQ (Data AcQuisition). Les acquisitions classiques sont basées sur des technologies VME, PCI [1]. Le groupe lyonnais a proposé une acquisition innovante entièrement basée sur Ethernet. Cette acquisition a été acceptée par la collaboration et sera donc installée sur le détecteur.

La première partie de ce chapitre indiquera les spécificités du DAQ, la seconde partie sera dédiée aux premiers tests réalisés avec une acquisition par Ethernet, la troisième partie présentera l'architecture proposée pour OPERA et la quatrième partie les simulations réalisées pour évaluer la charge du réseau. La cinquième partie sera consacrée aux logiciels testés pour le DAQ : DIM et CORBA.

10.1 Spécificités du DAQ

10.1.1 Généralités sur le DAQ

Le DAQ va permettre de récupérer les données d'une expérience afin que celles-ci soient traitées et stockées. Le système de DAQ doit pouvoir s'adapter aux différentes contraintes liées aux détecteurs. Les principales caractéristiques du DAQ sont les suivantes :

- la fiabilité, le DAQ doit fonctionner pendant toute la durée de l'expérience et se maintenir au même niveau,
- la sécurité, le DAQ doit assurer le transfert des données et ne doit pas les altérer, les détruire ou en perdre une fraction,
- la robustesse, le DAQ doit pouvoir faire face aux transformations d'un détecteur (brusque augmentation du taux de données par exemple).

Toutes ces contraintes qui entrent en jeu dans le choix d'un DAQ, sont satisfaites avec un DAQ par Ethernet.

10.1.2 Pourquoi un DAQ par Ethernet dans OPERA ?

Dans cette partie, nous allons exposer les arguments qui nous ont conduits à proposer une acquisition par Ethernet pour le détecteur OPERA :

- le taux de données attendues est très faible et est compatible avec une acquisition par réseau sur Ethernet,
- une acquisition par Ethernet est moins chère qu’une acquisition classique,
- OPERA est un détecteur modulaire (plans de scintillateurs, plans de RPC ...) qui doit être auto déclenché. Il n’est pas nécessaire de câbler les plans entre eux afin de transmettre les triggers. Les études de coïncidences peuvent se faire dans un second temps de manière «software». Ces études sont plus flexibles car on peut modifier les seuils, les algorithmes de traitement,
- Ethernet est une technologie en évolution et qui se développe très rapidement. Il sera possible dans les années qui viennent de profiter des innovations pour gagner sur le débit du réseau, avoir des contrôleurs Ethernet moins chers, plus puissants. Les commutateurs («switchs») qui sont un élément central d’une acquisition par Ethernet vont gagner en puissance avec par exemple l’augmentation du nombre d’entrées,
- les développements sont réalisés sous Linux, programmés en C, accessibles aux physiciens,
- une telle acquisition peut servir dans d’autres applications, comme par exemple dans le domaine de l’imagerie médicale.

10.1.3 Les notions de déclenchement et de sauvegarde des données

Le déclenchement de l’acquisition dans une expérience est très important. Il permet de fixer des conditions à partir desquelles on décide de sauver un événement (de l’enregistrer sur bande) ou non. Le déclenchement peut être externe (lié au faisceau par exemple) ou uniquement lié au détecteur (autodéclenchement) : c’est cette dernière option qui est choisie dans OPERA. De cette sorte, le détecteur sera sensible à toutes sortes d’événements : faisceau, supernovae, neutrinos atmosphériques.

Deux triggers ont été testés pour le trajectographe :

- si dans un bi-plan (X-Y), il y a une information dans chaque plan (signal supérieur à 1/3 de p.e. dans un barreau en X et signal supérieur à 1/3 de p.e. dans un barreau en Y), les données de tous les PM de ce bi-plan sont sauvées¹. Une suppression des zéros (signal inférieur au seuil de 1/3 de p.e.) est réalisée pour tous les canaux. L’efficacité de ce déclenchement varie de 97% à 99,8% selon les catégories d’événements.
- tous les barreaux qui ont plus de 1/3 de p.e. à chaque extrémité (droite et gauche, ou haut et bas)² permettent de sauver les informations des photo détecteurs où ils sont connectés. L’efficacité de ce déclenchement est supérieure à 99,7%.

Le problème de ce dernier trigger (R-L, U-D) est que beaucoup de barreaux ne sont pas enregistrés car il n’y a pas de coïncidences entre les deux extrémités. Pour les ν_μ NC 4 barreaux en moyenne ne sont pas enregistrés et pour les ν_μ CC 5 barreaux ne sont pas enregistrés. L’influence de l’absence de ces barreaux sur l’efficacité de localisation de la brique est inférieure à 1 pour mille³. Pour ne pas perdre trop de barreaux, on se dirige actuellement

¹Trigger X-Y

²Trigger R-L, U-D

³Cette efficacité ne tient pas compte de l’efficacité de localisation du mur

vers un trigger qui combine les deux options : dans un bi-plan (X-Y) seront sauvés tous les barreaux qui sont en coïncidence R-L ou U-D et aussi tous les barreaux qui sont en coïncidence X-Y dans ce bi-plan. Cette dernière logique permet de ne perdre qu'un barreau en moyenne par événement.

Le contrôle de la suppression des zéros peut se faire en utilisant la radioactivité naturelle (roche de la caverne et plomb des briques). En enregistrant les données reçues par les PM pendant environ 7 heures, on peut suivre la position des piédestaux et ainsi avoir une information sur une dérive de l'électronique ou des PM [2].

10.1.4 Les spécificités du DAQ d'OPERA

OPERA est une expérience qui a un faible taux de données, c'est une expérience neutrinos et le taux d'interaction avec la matière de ceux-ci est très faible. Il est attendu environ 10 événements tau issus d'oscillation en 5 ans (signal d'OPERA) et une trentaine d'événements ν_μ CC par jour. Un événement se développant dans OPERA va toucher un trajectographe, des tubes à dérives et des RPC. Le tableau 10.1 indique le nombre d'éléments touchés de chaque sorte selon le type d'événement. Ces valeurs sont obtenues pour un super module de 24 murs.

Événement	Barreau de scintillateur	Tubes à dérives	RPC
ν_μ CC	56	18	19
ν_μ NC	36	4	3
$\tau \rightarrow \mu$	57	15	16
$\tau \rightarrow e$	41	4	3
$\tau \rightarrow h$	57	5	4
$\tau \rightarrow \mu$ QE	27	15	17
$\tau \rightarrow e$ QE	10	2	1
$\tau \rightarrow h$ QE	30	4	3

TAB. 10.1 – Nombre d'éléments de chaque sorte touchés selon le type d'événements.

Pour ces événements les quantités indiquées dans le tableau représentent ce qui devra être effectivement sauvé sur bande. Les événements qui produisent le plus «d'information» sont les ν_μ CC et les $\tau \rightarrow \mu$. Sachant que le signal qui est sauvé a une taille de 96 bits (2 fois 32 bits de temps, 2 bits d'ADC, un tag et le type du signal), pour les événements les plus développés dans le détecteur, le signal complet fera environ 20 kbits pour un super module, car il y a lecture aux deux bouts. Ces valeurs sont très faibles (largement inférieures à celles du LHC) et sont compatibles avec une acquisition par Ethernet. En supposant que l'on a 30 événements par jour et un fonctionnement de 200 jours pendant 5 ans, les données de la partie électronique représentent environ 100 Moctets.

Le problème principal d'OPERA sera les événements non physiques qui seront produits par le bruit électronique. Ce bruit est évalué à 60 Hz par canal pour les PM, par mesure de sécurité ce bruit est majoré d'un facteur 10 [3]. Pour les RPC, ce bruit est de 10 Hz par «strip» allumée et il est estimé à 5 Mbits/s par plan de tubes à dérive. Si on tient compte de tout le détecteur et que chaque signal est codé sur 96 bits, on obtient un taux général de l'ordre de 155 Mbits/s. Cette valeur est largement inférieure à ce que peut supporter le réseau (~ 1 Gbits/s).

10.2 Premiers tests de validation de l'acquisition par Ethernet

Cette idée d'acquisition par Ethernet et de contrôle de l'électronique à distance a été validée pendant des tests sur faisceau au CERN en mai 2001. Dans cette optique, une carte de lecture (ORCA) a été développée à Lyon [4]. Cette dernière comporte un ADC de 12 bits à 25 MHz, un élément de séquençage FPGA (du type Altera APEX 20K200) et une puce électronique de 10 Mbits/s envoyant les données directement sur un PC par Ethernet. La figure 10.1 représente le schéma et la photo de cette carte construite avec ces différents éléments.

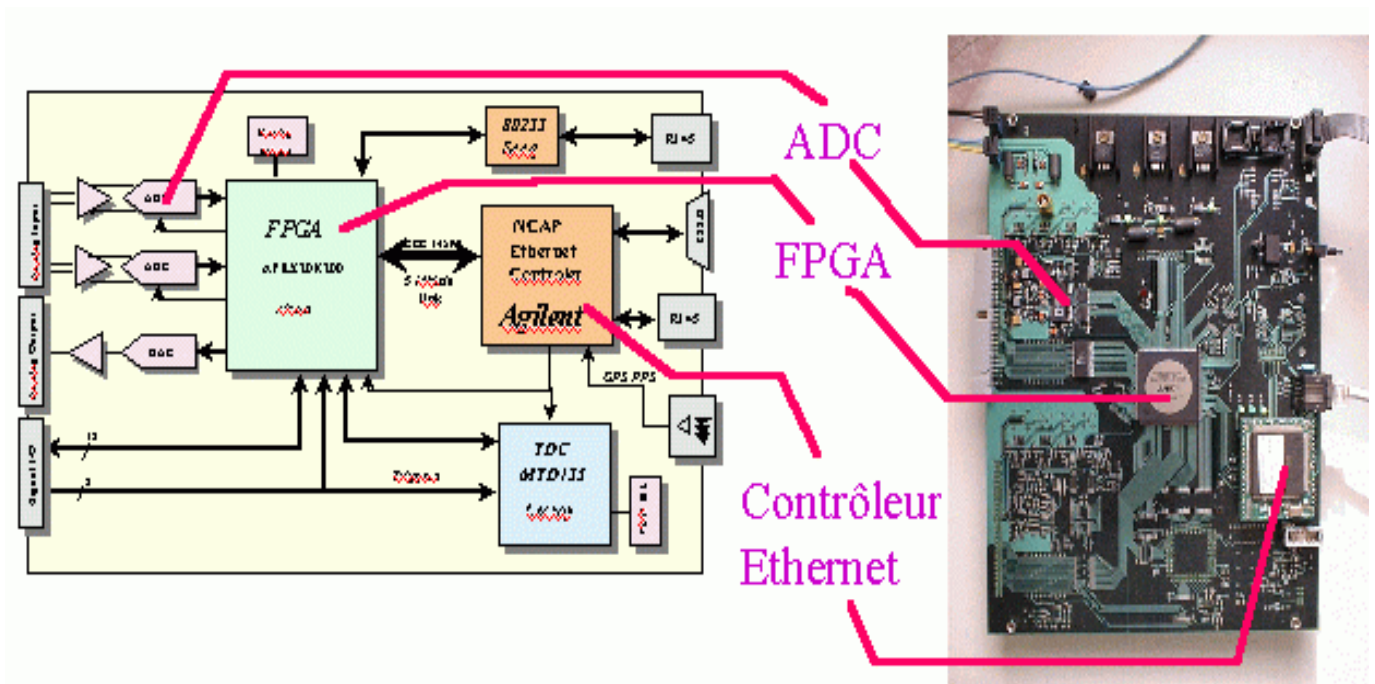


FIG. 10.1 – Première carte d'acquisition par Ethernet avec un FPGA et un accès direct à Ethernet par le Bfoot.

La chaîne complète de lecture est la suivante : un télescope de scintillateur plastique (décrit dans le chapitre 6) est placé dans le faisceau, les barreaux sont lus par une HPD et l'électronique de lecture est le système VA-TA. Cet ensemble est piloté par la carte décrite ci-dessus. La figure 10.2 montre le montage complet de lecture. Les données et les informations sont envoyées par TCP/IP depuis le contrôleur Ethernet vers le PC d'acquisition. Il est aussi possible de régler l'électronique de lecture par l'intermédiaire du FPGA. Avec ce système, les phases de réglage et d'acquisition sont possibles à travers une interface sous LabView.

L'élément central de cette carte et qui est l'objet de ce chapitre est le contrôleur Ethernet. Dans la première version de cette carte l'interface Ethernet était un produit de la société Agilent [5] appelé Bfoot. Il envoie les paramètres de configuration du VA-TA au FPGA et par l'intermédiaire d'une FIFO, il récupère les données. Celles-ci sont envoyées ensuite par Ethernet sur un PC servant d'acquisition. La figure 10.3 montre le spectre en photo électrons que l'on obtient avec la HPD.

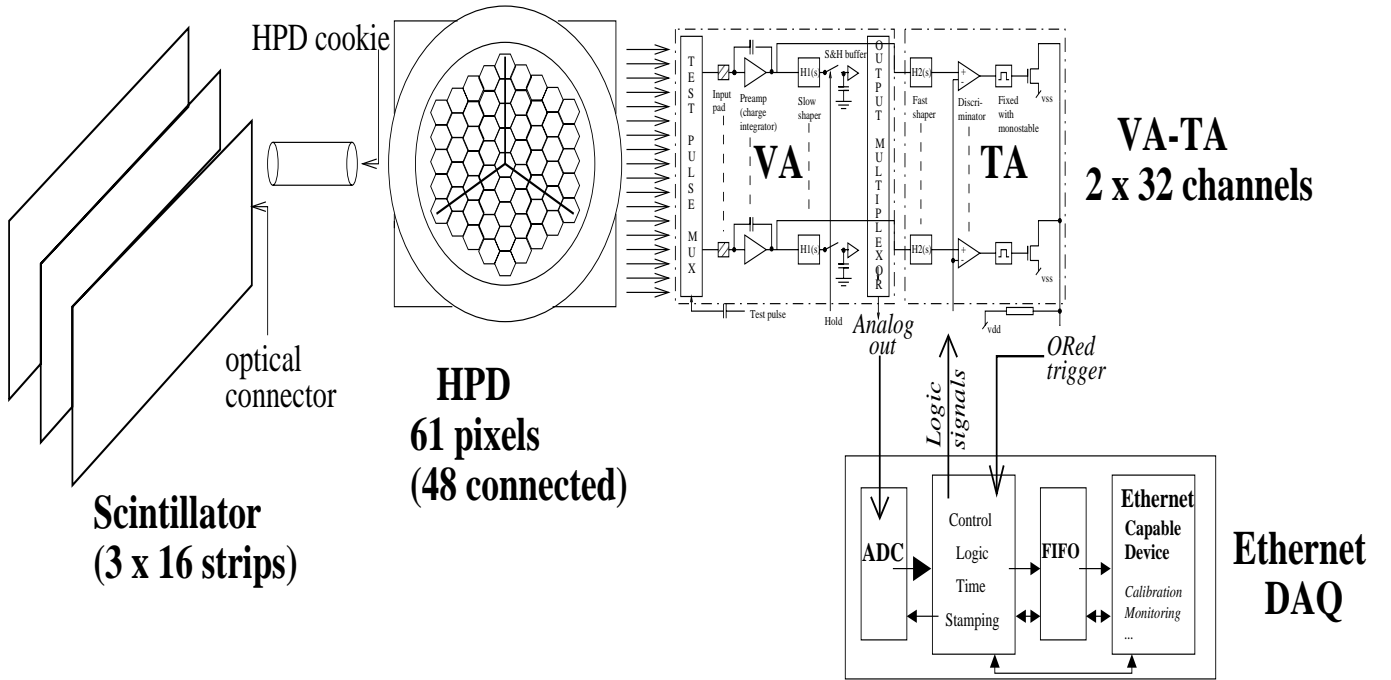


FIG. 10.2 – Schéma complet de l'acquisition réalisée avec le télescope de barreaux de scintillateur plastique, la HPD et son électronique de lecture le VA-TA, l'acquisition par Ethernet avec la carte ORCA.

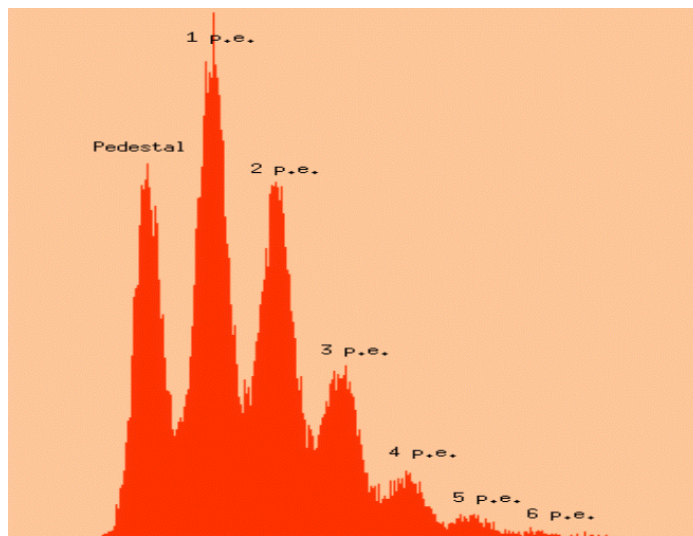


FIG. 10.3 – Spectre de photo électrons obtenu via le web avec la chaîne complète testée sur Ethernet.

Ces tests ont permis de valider complètement le principe de l'acquisition par Ethernet et cela a joué un rôle important dans le choix de l'acquisition pour OPERA.

10.3 Architecture proposée pour OPERA

La section précédente a présenté une carte qui a été développée afin de réaliser une acquisition par Ethernet. La version finale de la carte ne sera pas exactement la même car la société construisant le Bfoot a décidé d'arrêter sa construction. Il existe (heureusement) sur le marché d'autres puces qui jouent le même rôle et nous avons choisi d'utiliser Etrax [6] de la société Axis. Ce processeur ne nécessite que 500 mW et implémente Linux avec toutes ses caractéristiques. La puce a une dimension de 27 mm² et sera directement connectée sur la carte frontale. La figure 10.4 montre la plaquette que nous avons utilisée pour les tests ainsi que la puce seule. Cette plaquette est plus grande que la puce, car elle contient des interfaces (ports séries, ports parallèles, interface Ethernet), des blocs mémoires...

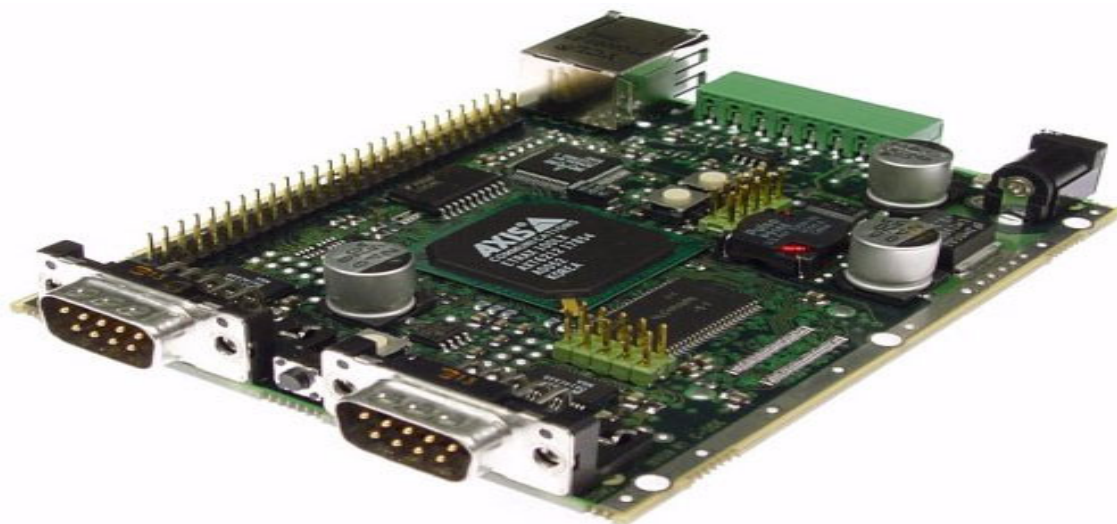


FIG. 10.4 – Photo de la carte de test d'Etrax. La puce réalisant l'interface Ethernet est au milieu de la photo.

Par la suite sera construite une carte contenant directement Etrax, 2 Mbytes de mémoire flash, 8 Mbytes de mémoire SDRAM, un interface Ethernet et un circuit de réinitialisation. La figure 10.5 montre le bloc de la carte frontale avec ses blocs mémoires. L'accès se fait directement par Ethernet et à l'intérieur d'un navigateur web, on retrouve un environnement Linux comme sous n'importe quel PC.

L'idée pour OPERA est de construire une carte frontale dans le même esprit que la carte développée pour les tests sur faisceau aux CERN (figure 10.1). Cette carte devra lire les PM (et non plus les HPD). L'électronique de lecture est en cours de développement au LAL. Elle devra avoir une partie lente et une partie rapide dont les temps de montée sont respectivement de 120 ns et de 10 ns. Derrière cette électronique, il y aura un FPGA et Etrax qui permettra d'envoyer les données sur Ethernet et de contrôler l'électronique frontale. La figure 10.6 montre l'installation réalisée pour le trajectographe. Il y aura une carte par PM et les liens Ethernet de ces cartes seront groupés dans des switches.

10.3. ARCHITECTURE PROPOSÉE POUR OPERA

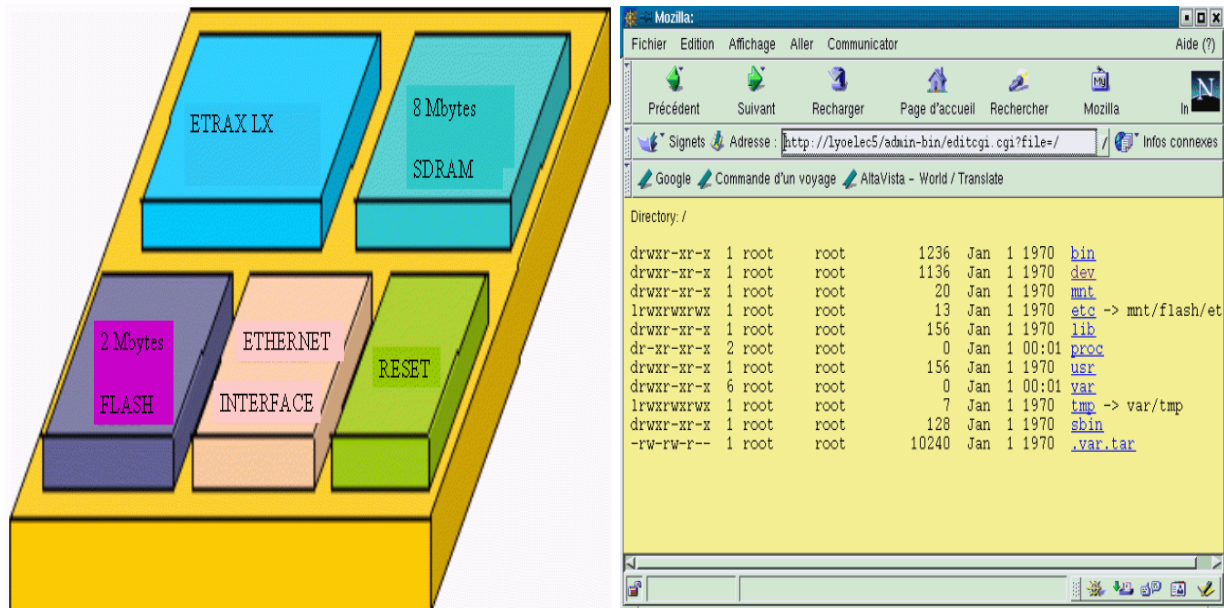


FIG. 10.5 – Bloc contenant Etrax dans la carte frontale d'OPERA (figure de gauche) et système de fichiers accessibles par le web (figure de droite).

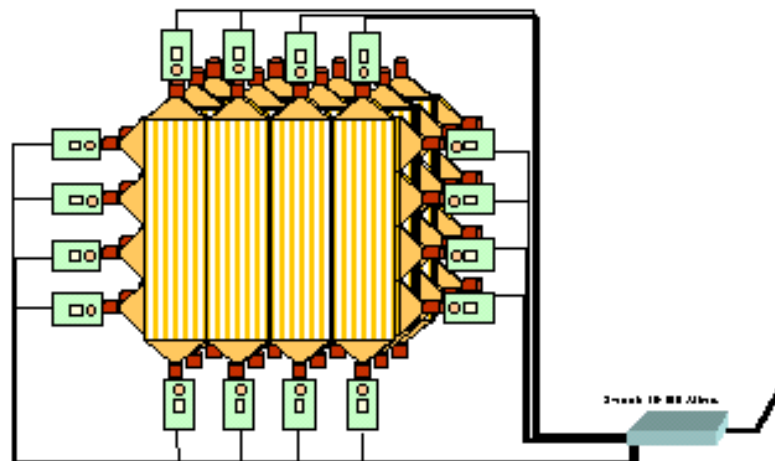


FIG. 10.6 – Schéma de montage des cartes des PM dans le trajetographe. Les cartes d'un même mur sont lues dans un même switch.

Un des éléments centraux de cette acquisition est constitué par les switchs. Ceux-ci permettent de concentrer plusieurs entrées en une seule. Actuellement l'architecture proposée est de grouper 24 liens dans un switch de 24 en 1. À la fin les 16 liens des murs du trajectographe seront groupés avec les 24 liens du spectromètre dans un switch de 48 en 1. Cette sortie pourra être envoyée vers un PC ou vers un nouveau switch qui concentreraient les sorties des 3 super modules. La dernière option est plus lourde du point de vue du débit que la première.

Les données envoyées vers le PC ont une partie temps et une partie ADC (valeurs du signal). La figure 10.7 montre la structure du bloc de données. Le bloc est divisé en trois parties, deux de temps et une de donnée. Chaque partie a une taille de 32 bits, ce qui fait une information globale de 96 bits soit 12 bytes. Les informations sur le numéro de plan et sur le numéro de canal sont parlantes. Au niveau de chaque carte Etrax, il y a un compteur libre qui est incrémenté toute les 10 ns permettant ainsi de labeller les événements en temps. Pour avoir une synchronisation entre les différentes cartes, elles vont recevoir un signal toutes les secondes délivré par le GPS. Ces deux informations de temps sont sauveées dans la partie «cycle». Le mot «type» permet de préciser si on a une information avec déclenchement externe ou interne, ou si il sagit d'une information de temps ou d'une information de type ADC. La première indication («label») permet de faire la corrélation entre les données et l'événement qui a servi à déclencher l'acquisition.

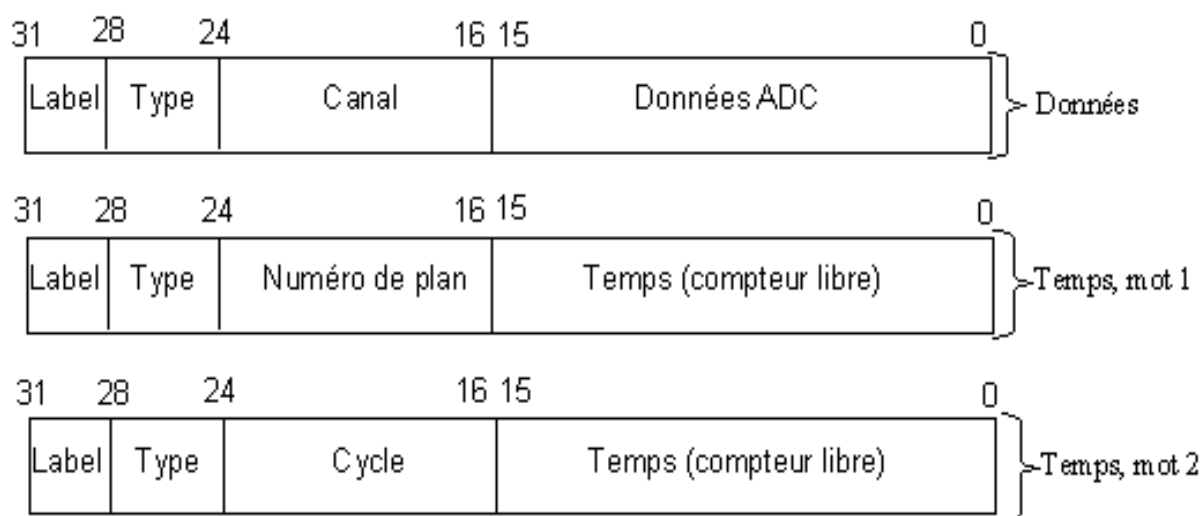


FIG. 10.7 – Structure des données envoyées sur le réseau. Il y a deux blocs de temps et un bloc pour les ADC.

Toutes les informations provenant du détecteur vont être reçues en même temps, il va ensuite falloir reconstruire l'événement («event building»). Pour cela les informations en temps vont être corrélées afin de séparer les données du bruit. Pour que cette opération se réalise sans problème, il faut une bonne information de temps. Celui-ci est amené au niveau de chaque plan par un lien électrique et est ensuite distribué sur chaque carte. La liaison entre le GPS et les plans est faite par fibre optique. Il y a à ce niveau un traducteur qui permet de passer d'un signal optique à un signal électrique.

10.4 Simulation de la charge du réseau

Un trajectographe comprendra 384 cartes Etrax ou noeuds Ethernet. Le tableau 10.1 montre la dispersion d'un événement dans ce trajectographe. Il est important de connaître la répartition de ces barreaux touchés sur les différents Etrax et le nombre d'Etrax qui ont des informations par switch. Pour cela nous avons regroupé les barreaux de scintillateurs par paquets de 64 et compté le nombre d'Etrax qui ont du signal dans le détecteur. Le tableau 10.2 résume ces informations. Dans ce tableau, sont indiquées les valeurs moyennes du nombre d'Etrax touchés par événement, le nombre moyen de barreaux connectés par Etrax ayant du signal et le nombre moyen d'Etrax envoyant du signal par switch.

Événement	Nombre d'Etrax par trajectographe	Nombre de barreaux par Etrax	Nombre d'Etrax par switches
ν_μ CC	28	3	4
ν_μ NC	14	3	3
$\tau \rightarrow \mu$	27	3	3
$\tau \rightarrow e$	15	3	3
$\tau \rightarrow h$	20	3	3
$\tau \rightarrow \mu$ QE	25	1	3
$\tau \rightarrow e$ QE	5	3	3
$\tau \rightarrow h$ QE	14	3	3

TAB. 10.2 – *Nombres moyens d'Etrax par trajectographe, de barreaux par Etrax et d'Etrax par switch ayant du signal.*

L'étude de ces quantités montrent qu'en moyenne le nombre d'Etrax touchés est assez faible, une trentaine pour 384 ce qui fait environ 8% des noeuds. Le maximum que l'on peut atteindre est toujours inférieur à 100 noeuds, soit 26% des capacités. Par carte, il y a en moyenne 3 canaux (sur 64) qui ont du signal et le maximum que l'on peut avoir est inférieur à 10 canaux dans tous les cas. Les switches vont recevoir des informations d'environ 3 etrax (sur 24) du trajectographe et au maximum 6 etrax. A toutes ces valeurs, il faut rajouter les liens venant des RPC et des tubes à dérives. Ces valeurs sont directement lues dans le tableau 10.1 car pour ces éléments, il y a une carte Etrax par mur.

Les valeurs ci-dessus montrent que pour le détecteur dans sa globalité, les ensembles qui envoient du signal sont minimales. La majorité du détecteur recevra du bruit et avec une suppression des zéros au niveau des FPGA, le trafic sur le réseau sera très faible. Seules les noeuds ayant effectivement des données transféreront leurs valeurs.

10.5 Logiciels d'exploitation du DAQ

Le DAQ est piloté par un logiciel qui permet de récupérer les données et de donner des ordres aux différentes parties du détecteur. Deux systèmes de logiciel ont été testés : DIM et CORBA.

10.5.1 DIM

DIM (Distributed Information Management) est un système d'exploitation qui permet de réaliser l'acquisition et le suivi en direct de nombreuses expériences dont par exemple DELPHI [7].

Le but de DIM est de rendre disponibles des données où et quand elles sont nécessaires et cela indépendamment du lieu où elles ont été produites [8]. Les conditions imposées sur DIM sont donc les suivantes :

- mécanisme efficace de communication. Les exigences imposées par OPERA ne sont pas aussi lourdes que pour des expériences sur collisionneur comme au LEP, mais la réactivité est quand même importante. En effet, comme l'acquisition est faite par Ethernet, si une carte Etrax se met à envoyer trop de données et à saturer le réseau, il faut pouvoir rapidement intervenir pour la stopper. Un mécanisme d'arrêt d'urgence doit être possible,
- uniformité, toutes les communications se font par le même procédé, par Ethernet à travers les protocoles TCP/IP,
- la transparence, un système envoyant des données doit pouvoir être vu par tous les autres et doit pouvoir être contrôlé de cette façon. Il doit pouvoir être dirigé vers n'importe quelle station d'acquisition. Celle-ci doit aussi intervenir dans la manière de coder. Il faut qu'un utilisateur puisse utiliser facilement l'acquisition. Pour cela une interface graphique est nécessaire,
- fiabilité et robustesse, le nombre de liens et de noeuds est assez important et un problème sur l'un d'entre eux ne doit pas perturber les autres et le reste de l'acquisition. Si un lien tombe, il doit pouvoir reprendre son activité et ré-envoyer des données dès que possible,
- transparence à travers le web, OPERA est une collaboration internationale et les données doivent pouvoir être accessibles à travers le monde entier.

DIM fonctionne sur le principe client/serveur avec un domaine de noms (DNS) qui permet de maintenir les listes des clients, des serveurs et des services disponibles. La figure 10.8 montre le principe de fonctionnement d'un système client/serveur.

Le domaine de noms (Domain Name Server) maintient la liste des clients et serveurs présents à un instant donné. Il dispose aussi de la liste des services et des commandes que peuvent accomplir les serveurs. Cette liste est régulièrement mise à jour. Le DNS doit être le premier processus à démarrer. Son adresse doit être connue par tous les objets (PC, Etrax ...) qui ont besoin d'utiliser ses services.

Un serveur est un processus qui a des informations à fournir. Il va mettre ses informations à la disposition des clients. Il va s'enregistrer auprès du DNS et fournir la liste des tâches qu'il peut accomplir. De cette façon un client pourra accéder à la liste des services disponibles auprès du DNS et récupérer l'adresse du serveur qui remplit ce service. Un serveur envoie à intervalles réguliers des informations au DNS pour lui indiquer qu'il est toujours en vie et qu'il peut accomplir ses missions. Dans OPERA, les serveurs seront les Etrax du trajectographe, des tubes à dérive et des RPC.

Un client est un processus qui a besoin de données pour remplir sa mission. Il va récupérer les données auprès d'un serveur. Il interroge le DNS qui lui indique l'adresse du serveur qui a les données dont il a besoin. Le client contacte ensuite le serveur et celui-ci lui enverra à intervalles de temps réguliers, les données dont il dispose. Le client est responsable de l'ouverture de la connection et celle-ci ne se fait qu'une seule fois. Dans OPERA l'acquisition

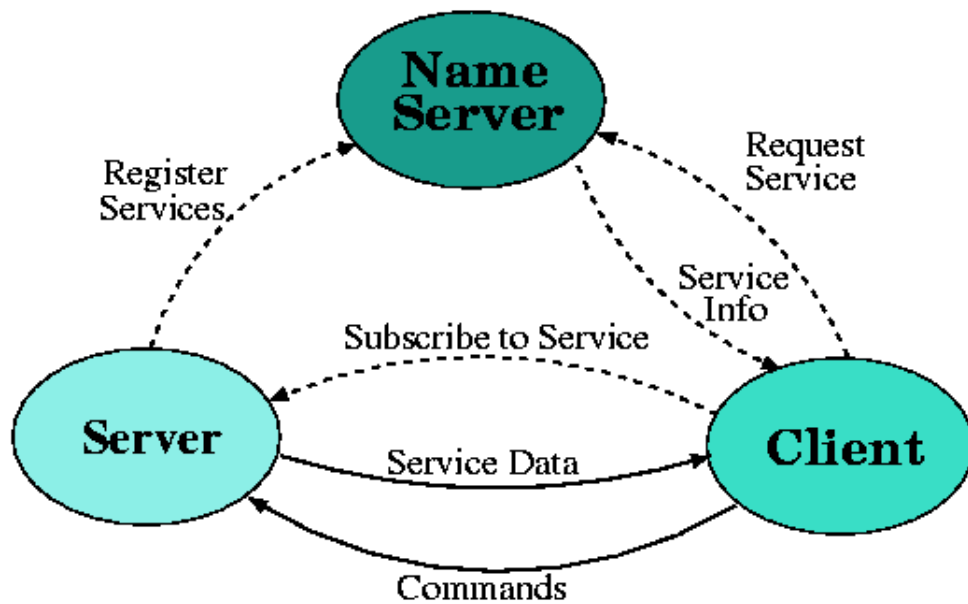


FIG. 10.8 – Principe de fonctionnement d'un système client/serveur avec un domaine de noms.

sera un client, ainsi que le monitoring, le slow control.

Ce système est plus puissant qu'un système de type RPC (Remote Procedure Calls). La figure 10.9 montre la comparaison des deux systèmes. Dans un mécanisme de type RPC, le client envoie une requête à un serveur et attend la réponse de celui-ci. Une fois la réponse obtenue, il coupe la communication et recommence chaque fois qu'il a une demande. Dans le système DIM, le client interroge une première fois le serveur, fait ce qu'il a à faire, et reçoit régulièrement du serveur les informations nécessaires. Dans ce dernier cas la requête n'est envoyée qu'une fois et satisfaite ensuite régulièrement.

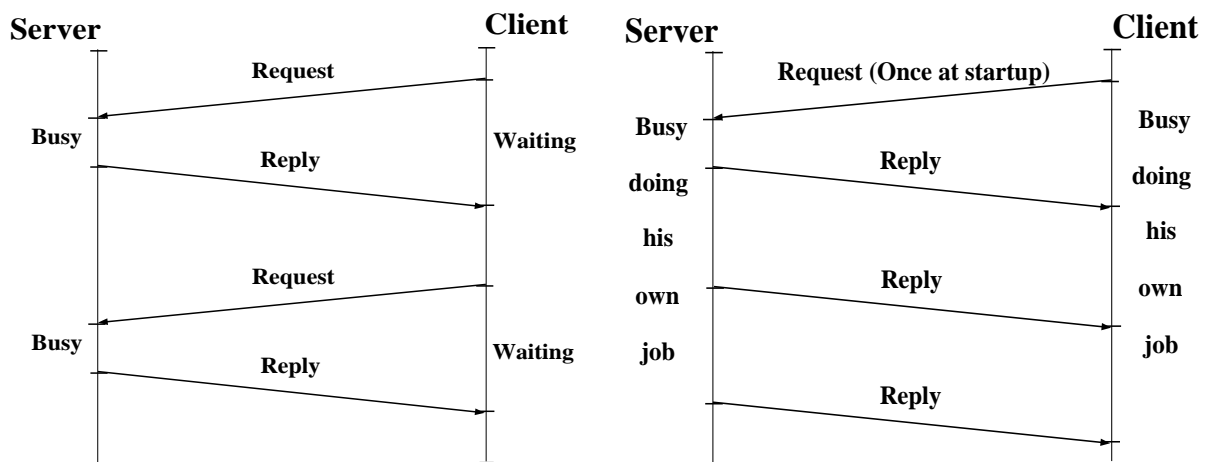


FIG. 10.9 – Principe de fonctionnement d'un protocole de type RPC (figure de gauche) et principe de fonctionnement d'un protocole de type DIM (figure de droite).

De nombreux tests ont été réalisés avec DIM. Les premiers ont permis de faire commu-

niquer des PC entre eux et les suivants ont permis de faire communiquer Etrax et des PC. Pour les tests avec Etrax il a fallu compiler DIM «à la mode Etrax». En effet Etrax est un système Linux qui a ses propres compilateurs. Ceux-ci permettent de rendre les exécutables plus petit (un facteur 10 peut être gagné). Ces derniers sont ensuite flashés directement dans Etrax. La figure 10.10 permet de visualiser les tests réalisés et l'environnement graphique de base dont on dispose.

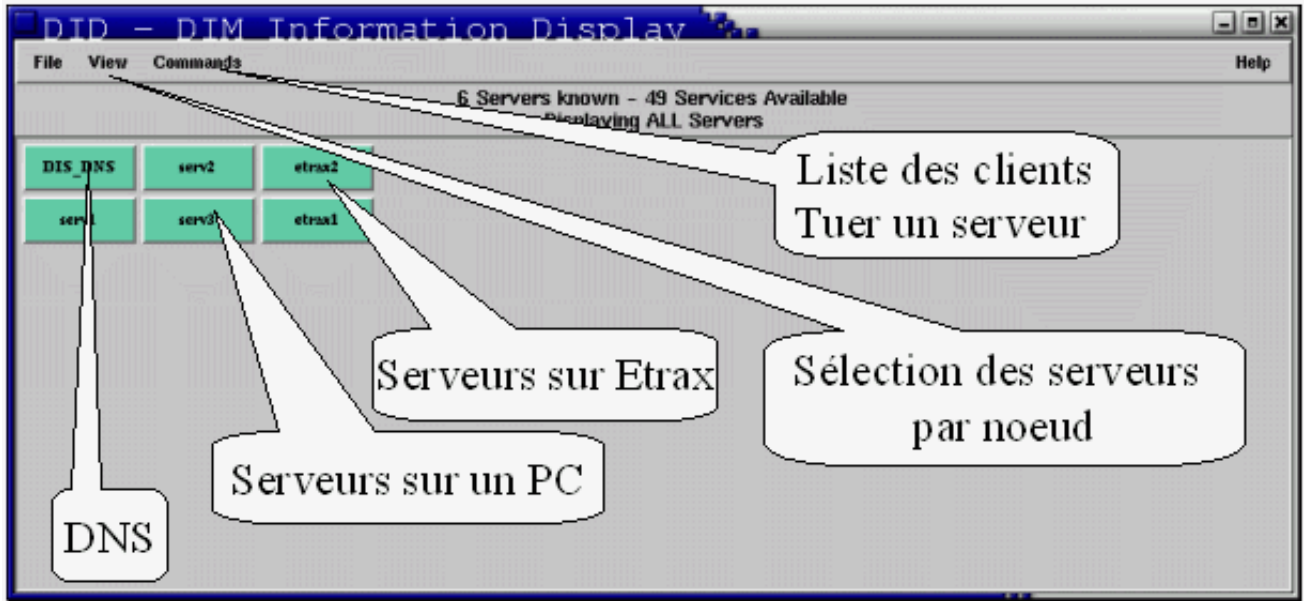


FIG. 10.10 – Interface graphique de base DID (DIM Interface Display) qui a été utilisé pendant les tests.

Avec cet interface DID (DIM Interface Display), il est possible de connaître la liste des serveurs connectés avec les services qu'ils peuvent exécuter. Pour chaque serveur, on peut connaître la liste des clients connectés. Sur cet exemple, on voit que l'on avait connecté un Etrax et plusieurs PC. Il était possible d'interroger cet Etrax depuis un PC et cela nous a permis d'évaluer le temps de transition des paquets TCP/IP entre Etrax et un PC à travers un réseau public (celui de l'IPN Lyon).

Ce système de communication a été utilisé pour évaluer le temps de transition des paquets sur un réseau. Le serveur qui tourne sur Etrax envoie des données toutes les secondes. Au niveau du client sur le PC, une indication de temps est reçue chaque fois que l'on passe au même niveau dans le programme. Soient t_2 et t_4 deux temps consécutifs mesurés dans le client. Soient t_1 et t_3 les temps d'émission de deux paquets successifs de données, on a $t_3 = t_1 + 1$ car les paquets sont émis toutes les secondes. Les autres relations sont :

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 + \Delta t_1 \\ t_4 &= t_3 + \Delta t_2 \end{aligned}$$

où Δt_1 (Δt_2) sont les temps de transition sur le réseau du premier (second) paquet. On a donc la relation :

$$\Delta t = t_4 - t_2 = (t_3 - t_1) + \Delta t_2 - \Delta t_1$$

La valeur $t_3 - t_1$ est connue et vaut 1 seconde. La valeur mesurée au niveau du client est égale à la différence de temps de transition sur le réseau, modulo une seconde. Nous avons envoyé successivement un paquet de 1 byte et un paquet de 200 kbytes. De cette façon, le premier temps de transition est négligeable par rapport au second. La mesure de temps effectuée donne directement accès au temps de transition sur le réseau, on a $\Delta t \sim \Delta t_2$. La figure 10.11 donne la distribution des mesures de temps.

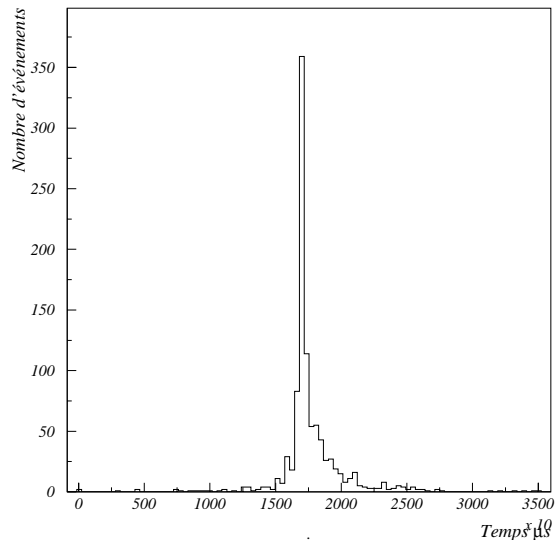


FIG. 10.11 – *Mesure du temps de transition des paquets sur le réseau.*

Le temps de transition de 200 kbytes est de l'ordre de 0,2 ms, ce qui fait un taux de transition sur le réseau de l'ordre de 1 Mbytes par seconde.

10.5.2 CORBA

Un autre système étudié pour la transmission de données est le système Common Object Request Broker Architecture (CORBA) [9]. Cette architecture permet à des objets de communiquer les uns avec les autres sans tenir compte de leurs emplacements et implémentations. CORBA repose lui aussi sur le principe client-serveur.

CORBA est un système Orienté Objet qui en utilise toutes les caractéristiques (manipulation des objets, héritage de classes ...). Une classe est décrite par ses méthodes et attributs. Grâce à l'utilisation de IDL (Interface Description Language) on va fabriquer un objet qui sera instanciable et pourra être utilisé via le bus CORBA.

Une différence entre DIM et CORBA repose sur la gestion de l'ouverture des «sockets» pour l'envoi des données sur le réseau. Cette gestion est mieux réalisée et plus optimisée dans CORBA que dans DIM. CORBA peut aussi gérer la gestion des trames qui partent sur le réseau pour que celles-ci contiennent le maximum de données.

Les premières études réalisées pour l'acquisition par Ethernet ont montré la faisabilité d'un tel processus. Ce système est compatible avec le taux d'événements attendu par OPERA et il n'y a pas de risques de superposition d'événements (donc de pertes d'informations).

Nous avons aussi testé deux logiciels pour l'acquisition et ceux-ci ont montré qu'ils étaient utilisables. Les études qui restent à mener portent sur la possibilité et le temps nécessaire pour ordonner les informations reçues des Etrax afin de reconstituer «l'histoire» d'un événement («event building»). Les résultats de cette étude vont déterminer l'architecture du réseau, en particulier le nombre de switchs et le nombre de PC indispensables pour reconstruire un événement.

Bibliographie

- [1] IRES, Note interne OPERA, 19 février 2002.
- [2] J. Favier, note interne OPERA, mars 2002.
- [3] M.A. Barker, NuMI-PUB-SCINT-820n hep-ex/0203001.
- [4] L. Chaussard et al., note interne OPERA, juillet 2001.
- [5] [http ://www.agilent.com](http://www.agilent.com)
- [6] [http ://developer.axis.com](http://developer.axis.com)
- [7] C. Gaspar *et al.*, International Conference on Computing on High Energy and Nuclear Physics, Padoue, Italie, 1-11 février 2000.
- [8] C. Gaspar, IFAC journal, Control Engineering Practice, Vol 4, Num 2, Février 1996.
- [9] S. Kolos, 2000 CERN School of Computing, CERN 2000-013, 18 décembre 2000.

Conclusion

Cette thèse réalisée dans la collaboration OPERA avait pour but de valider les différentes options proposées pour le trajectographe. Nous avons simulé et testé les trois options du trajectographe qui étaient des scintillateurs plastiques, des scintillateurs liquides et des RPC. Les résultats de ces différentes études couplées aux contraintes liées à la construction et à la fiabilité dans le temps ont permis de choisir le meilleur trajectographe.

Les simulations réalisées avec les codes Fortran AIDA et ADORE ont permis de calculer les efficacités de localisation du mur du vertex pour chaque type d'événement. Il a aussi été possible de déterminer les efficacités avec lesquelles la bonne brique est retirée pour être scannée. Nous sommes arrivés à des efficacités de localisation de la brique touchée autour de 80% pour les scintillateurs et un peu au dessus pour les RPC. De nouvelles analyses devraient permettre d'améliorer ces efficacités, l'utilisation de la transformation de Hough permet en effet «de nettoyer» les événements et ainsi d'avoir une meilleure localisation. Il faudra aussi reprendre cette simulation dans un environnement Orienté Objet basé par exemple sur GEANT 4 et ROOT.

À côté de cette activité de simulation, nous avons testé un photo détecteur de type HPD et caractérisé son électronique de lecture. Ces HPD ont montré une excellente résolution en terme de photo électrons, une uniformité supérieure à 98%, une linéarité parfaite et une diaphonie inférieure à 2%. L'électronique utilisée était le système auto déclenchable VA-TA. Celui-ci présente un étage rapide (temps de montée de 120 ns) et un étage lent (1-2 μ s). Le caractère auto déclenché a pu être validé pendant des tests avec des rayons cosmiques et aussi pendant des tests sur faisceau au CERN. Les tests réalisés sur faisceau avaient pour objectif de déterminer le nombre de photo électrons que l'on pouvait détecter avec une HPD et le VA-TA comme système de lecture. Ils devaient aussi valider la chaîne complète d'acquisition : électronique auto déclenchable et acquisition par Ethernet. Nous avons pu mesurer un nombre de 5 photo électrons à 4 mètres avec du scintillateur plastique. Les HPD n'ont cependant pas été choisies car elles ont un courant d'obscurité trop élevé. De plus des contraintes géométriques rendaient leur positionnement délicat sur le côté du détecteur : il aurait fallu les placer dans les coins, et dans ce cas, des connexions avec fibres claires étaient nécessaires et consommatrices de photo électrons.

Quant à l'acquisition complète par Ethernet, elle a été entièrement validée et cela a joué un grand rôle dans le choix réalisé par la collaboration. L'acquisition du détecteur OPERA sera complètement basée sur Ethernet. Chaque photo détecteur sera directement accessible depuis un navigateur web. Les données sont envoyées sur le réseau en utilisant les protocoles TCP/IP. Les simulations de cette architecture ont montré qu'il y aura très peu de noeuds

qui recevront un signal en même temps : c'est donc du bruit qui circulera la plupart du temps sur le réseau. Cette acquisition moderne repose sur l'utilisation d'une carte Ethernet (Etrax), et le futur sera peut-être une acquisition sans câble en utilisant une carte Ethernet avec un émetteur radio (Bluetooth).

Nous avons ainsi une vision d'ensemble du trajectographe et de son insertion dans le détecteur OPERA, ce qui participe à l'évaluation du potentiel de physique. OPERA devrait être sensible à des valeurs de Δm^2 supérieures à $1,2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ pour de grands mélanges, et à de grandes valeurs de Δm^2 pour des mélanges supérieurs à $5,7 \times 10^{-3}$. En cas de signal, OPERA pourra affiner les mesures réalisées par Super Kamiokande. Ce projet OPERA (avec K2K et MINOS) s'inscrit dans le cadre des faisceaux neutrinos longues distances (Long BaseLine) qui sont la première étape avant les faisceaux neutrinos à très longues distances (Very Long BaseLine) produits par des usines de neutrinos (ν factory).

Annexe A

Interprétation des expériences d'oscillation

Les expériences de neutrinos sont analysées en terme de probabilité d'oscillation selon la relation ¹ :

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - (2\delta_{\alpha\beta} - 1) \times \sin^2 2\theta \times \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 (eV^2) \frac{L(km)}{E(GeV)} \right)$$

La mesure de cette probabilité d'oscillation est traduite en contraintes sur les paramètres Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ afin de définir des zones autorisées ou exclues. Un exemple est donné sur la figure A.1.

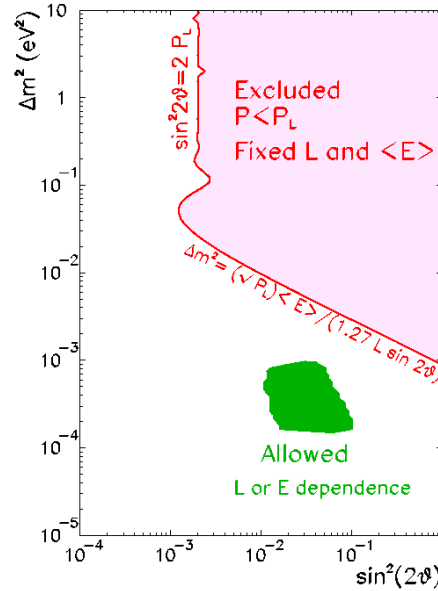


FIG. A.1 – *Forme caractéristique d'une région exclue avec une recherche négative pour un L/E fixé, et forme caractéristique pour une région autorisée avec une recherche positive et un L/E variable dans le plan Δm^2 - $\sin^2 2\theta$.*

Une expérience à énergie et distance fixées, peut toujours être interprétée avec de larges

¹Les idées présentées dans cette annexe sont tirées de l'article de M.C. Gonzales-Garcia (hep-ph/0202058)

Δm^2 afin d'obtenir une valeur moyenne de $\sin^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E}) = 1/2$. De cette sorte aucune valeur supérieure pour Δm^2 ne peut être fixée. Pour des résultats négatifs qui mettent une valeur supérieure sur la probabilité d'oscillation $\langle P_{\alpha\beta} \rangle \leq P_L$ la région excluse sera toujours dans la partie supérieure droite du plan Δm^2 - $\sin^2 2\theta$ dont les limites sont données par :

- pour $\Delta m^2 \gg 1/\langle L/E \rangle$, une ligne verticale $\sin^2 2\theta = 2P_L$,
- pour $\Delta m^2 \ll 1/\langle L/E \rangle$, la courbe limite prend la forme $\Delta m^2 \sin^2 2\theta = 4\sqrt{P_L}/\langle L/E \rangle$ qui dans un diagramme log-log est une droite de pente -1/2.

Si les données sont prises avec des énergies et(ou) des longueurs variables, la zone autorisée peut être contrainte afin d'avoir une information directe des paramètres de l'oscillation.

Annexe B

Les protocoles de transmission de données

La transmission de données sur un réseau est devenue un problème de plus en plus crucial avec le développement de l'internet d'une part et de l'échange de plus en plus important de données entre ordinateurs distants. Un protocole de transmission va nécessiter un support (câbles, fibres optiques), une technique de codage et un moyen d'acheminement. Afin de réaliser ces échanges, des protocoles ont été développés. En effet il n'est pas suffisant d'envoyer des données sur un réseau, mais il faut aussi que celles-ci arrivent au bon destinataire sans pertes d'information. De plus il peut être utile pour l'émetteur de savoir si ces données ont bien été transmises. Les principales caractéristiques que l'on peut attendre pour une communication sont :

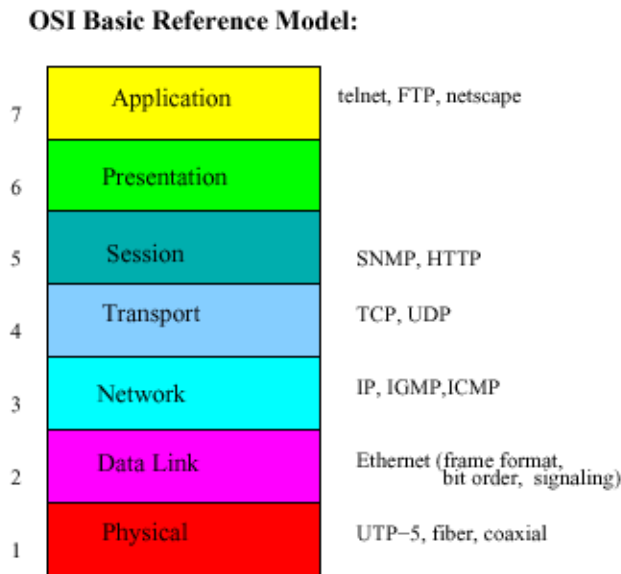
- la transmission des données dans un temps raisonnable,
- la fiabilité de la transmission,
- la intégrité de la transmission
- la sécurité de la transmission.

Pour communiquer il va falloir un adressage des machines, cela est réalisé par le protocole IP (Internet Protocol), pour le transport des paquets principalement deux protocoles existent : UDP (User Datagrams Protocol) et TCP (Transmission Control Protocol). Le passage entre une application qui génère des données et leur envoi sur le réseau se fait en plusieurs couches. L'adresse de destination doit être indiquée, les données doivent être préparées (mises en paquets) et ensuite l'ensemble doit être envoyé sur le réseau. Ce modèle en couches est appelé le modèle OSI et la figure B.1 montre de manière schématique le principe de ce modèle. Dans la suite de cette annexe nous allons décrire rapidement les protocoles 2,3 et 4. Le protocole le plus bas (1) permet de connecter physiquement des machines (câbles en cuivre, fibres optiques ...). Tous les autres protocoles sont des protocoles qui vont fonctionner à l'intérieur des machines.

Dans l'exemple de la figure B.1 les données sont préparées avec le protocole TCP, l'adressage se fait avec IP et l'envoi des données est réalisé avec Ethernet.

B.1 Transmission de données : UDP et TCP

Les données générées par une application (Etrax ...) doivent être mises en forme, en paquets, avant d'être envoyées sur un réseau. Cette mise en forme peut se faire principalement

FIG. B.1 – *Principe schématique du modèle OSI.*

avec deux protocoles UDP ou TCP.

Le protocole UDP est le plus simple et demande le moins de ressource. Son en-tête a une taille de 8 bytes. Il permet d'envoyer des données de manière isolée, sans garantie de réception ni d'unicité. Il n'y a pas la possibilité de fragmenter les données. En cas d'erreur il n'est pas possible de récupérer les données perdues. C'est un protocole orienté vers les transactions et qui est utilisé dans les applications où une simple question est posée (Domain Name Server par exemple). Il est possible de comparer ce protocole à l'envoi d'une lettre par la poste. Celle-ci a toutes les chances d'arriver, mais l'expéditeur n'est jamais certain si elle a été délivrée et à quel moment.

À côté de ce protocole un autre protocole orienté pour la connection de deux machines et le transfert de données existe, il s'agit de TCP. Il demande plus de ressources et a besoin d'une mémoire tampon. Son en-tête fait 20 bytes et comprend différents éléments dont le numéro de séquence et l'accusé de réception. La figure B.2 présente la structure d'un en-tête TCP.

TCP fournit un flot de données fiable et peut fragmenter les données en paquets. Il garantit la remise des données dans l'ordre et de manière unique à l'arrivée. Avant l'envoi de données, la connection entre les deux machines est établie. La machine source envoie un message sans donnée à la machine destinatrice afin d'établir une sorte de tuyau où vont passer les données entre les deux machines. Les données sont découpées en paquets qui sont numérotés. Chaque paquet est envoyé sur le réseau par la machine source. La machine destinatrice récupère les paquets, garde les données dans une zone tampon pour reformer la structure initiale et renvoie la partie «accusé de réception» contenue dans l'en-tête à la machine source. Cette dernière (la machine source) sera de cette manière informée de l'arrivée des paquets. Si après un délai l'accusé de réception d'un paquet n'a pas été reçu, la machine source ré-envoie automatiquement le paquet non reçu par le destinataire. De cette manière, il est certain que tous les paquets seront bien arrivés et que les données auront bien été reconstruites. Les paquets sont remis dans le bon ordre dans la machine destinatrice

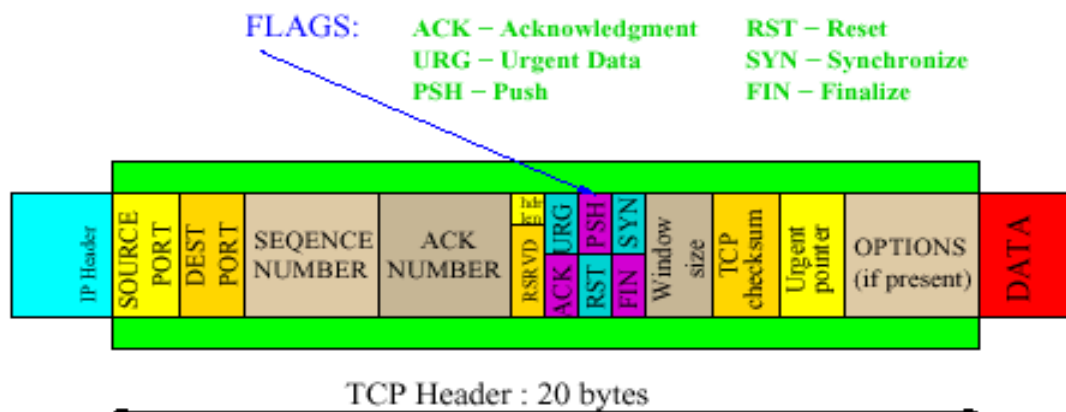


FIG. B.2 – Schéma de l'en-tête TCP. On remarque que cette partie se greffe après le bloc de données et avant le bloc IP.

grâce à leur numéro. L'unicité des paquets et l'intégrité des informations sont donc réalisées. L'étape suivante consiste à rajouter un en-tête qui contient les adresses des machines source et destinataire et qui puisse ainsi faire transiter les données entre deux machines. Une fois toutes les données transmises, un message de fin est envoyé afin de terminer la connexion. Ce message fait un aller et retour. De plus pendant 2 minutes, il ne pourra pas y avoir de nouvelles connexion TCP sur les sockets utilisés par la connexion précédente. Cette sécurité permet s'il reste des données dans le tuyau de ne pas les récupérer au cours de la connexion suivante.

B.2 L'adressage des machines : le protocole IP

Le nombre de machines connectées dans le monde est considérable mais pourtant chaque machine est unique et doit pouvoir être référencée sans équivoque. Afin de réaliser ceci, elles possèdent une adresse IP unique au monde. Cette adresse est codée sur 4 octets et en notation décimale elle est de la forme xxx.xxx.xxx.xxx. Une machine va appartenir à un réseau ou à un sous réseau et cela se verra sur certaines caractéristiques de cette adresse.

Ces adresses vont permettre de faire communiquer de manière unique deux machines entre elles. La figure B.3 montre l'en-tête du protocole IP qui est utilisé pour envoyer des données sur un réseau. Il permet de mettre les paquets IP dans des trames Ethernet qui sont envoyées sur le réseau. Cet en-tête est codé sur 20 bytes.

On peut remarquer les deux parties importantes de cet en-tête qui sont les adresses IP des machines sources et destinataires. On remarque aussi une information sur le protocole utilisé (TCP, UDP ...) et aussi la taille des données qui vont être transférées.

Deux problèmes arrivent pour IP qui sont un épuisement des adresses et une explosion des tables de routage. La solution au premier problème serait de coder les adresses IP sur 16 octets (et non 4 comme actuellement). Le deuxième problème est lié au routage IP. En effet un paquet IP va devoir atteindre sa destination en connaissant son adresse IP. Pour cela les adresses IP sont répartis par réseau qui sont atteignables. Deux machines dans un même réseau communiquent directement. Quand elles sont dans des réseaux différents elles doivent passer par une machine qui a une adresse dans chaque réseau, il s'agit d'un routeur. Ce

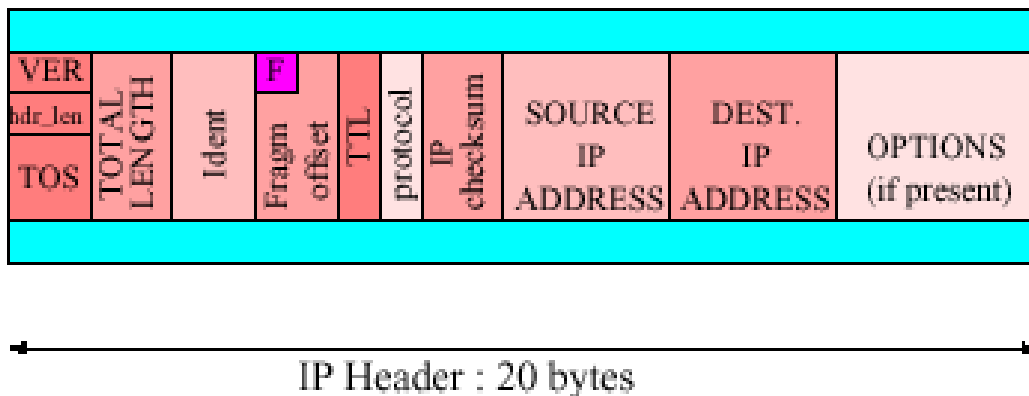


FIG. B.3 – Schéma de l'en-tête IP. On remarque les deux parties importantes qui sont les adresses IP source et destinataire.

processus se répète de proche en proche jusqu'à la machine destinatrice. La correspondance entre un routeur et un réseau constitue les tables de routage. C'est la gestion de ces dernières qui devient de plus en plus difficile et sur laquelle il faudra réfléchir pour éviter l'explosion des tables de routage. Les données préparées vont ensuite pouvoir être envoyées sur un réseau.

B.3 Les trames Ethernet

Les paquets de données présentés ci-dessus vont être intégrés dans une trame Ethernet. Celle-ci comprend un en-tête de 14 bytes qui contient les adresses des cartes Ethernet des machines source et destinataire. Le corps de la trame de 46 à 1500 bytes contient les données à transmettre avec les en-têtes TCP et IP (40 bytes en tout). Derrière les données se trouvent un mot de fin de 4 bytes qui marque la terminaison de la trame Ethernet. Il reste donc entre 6 et 1460 bytes pour les données en elles-mêmes. La figure B.4 montre les différentes étapes qui ont permis de préparer les données pour les envoyer sur le réseau.

Cette succession de protocoles TCP/IP et trame Ethernet permet de faire communiquer de manière simple et fiable des machines entre elles. C'est pour cette raison qu'il a été choisi pour l'acquisition dans OPERA : il permettra aux différents éléments du détecteur (Trajectographe, Tubes à Dérive et RPC) d'envoyer leurs données sur un réseau local pour que celles-ci soient traitées et stockées sur disque.

Les connections entre machines sont réalisées avec des câbles en cuivre ou avec des fibres optiques. Il est possible d'atteindre un débit de 100 Mbits/s voire de 1 Gbits/s pour les meilleures transitions. Dans ce dernier cas, la connection peut se faire par câble en cuivre pour des longueurs inférieures à 100 mètres ou par fibres optiques pour des longueurs entre 100 et 300 mètres.

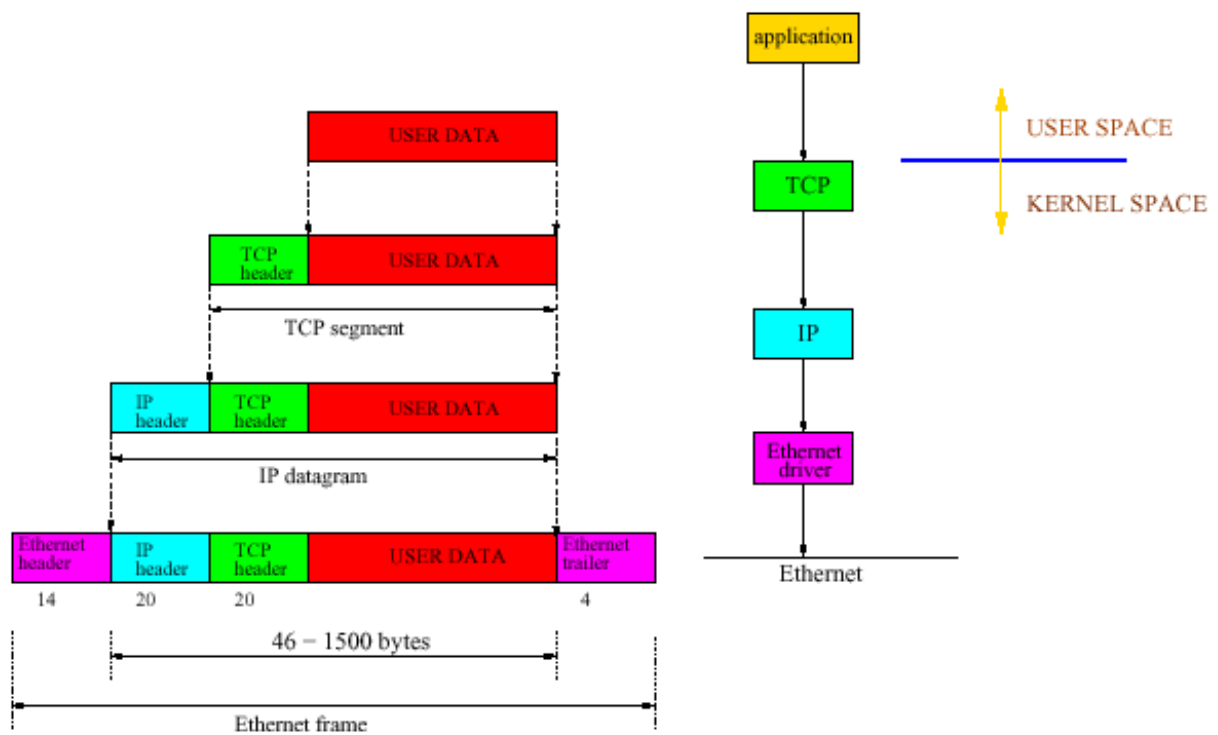


FIG. B.4 – Différentes étapes qui permettent de préparer des données et de les envoyer sur un réseau.